

KERNFISIESE METINGS OM  
'N KILOCURIE  $^{60}\text{Co}$ -BRON

deur

C.J. Visser



Proefskrif ingelewer vir die graad van  
Doktor in die Wysbegeerte in die Fakulteit  
van Natuurwetenskappe aan die Universiteit  
van Stellenbosch

Promotor : Prof. dr. W.L. Mouton

Maart 1972

OPGEDRA AAN:

My Vroutjie, Rita

My Ouers

## BEDANKINGS

Graag wil ek die Departement van Landbou-Tegniese Dienste opreg bedank wat hierdie projek met sy steun en goedkeuring moontlik gemaak het. My hoofde by die N.I.V.V., in besonder die Direkteur, dr. P. G. Marais en my seksiehoof, dr. F.J. Haasbroek, verdien slegs die grootste lof vir hul bedagsame belangstelling en aanmoediging ten opsigte van die projek en ook in die algemeen. Dr. Haasbroek het ook hulp en leiding ten opsigte van sekere aspekte van die navorsing verskaf. Ook aan talle van my kollegas by die Instituut, wat hulp in een of ander vorm verleen het, sê ek baie dankie.

My promotor, prof. W.L. Mouton, was, ondanks sy vol program, wanneer enigsins moontlik beskikbaar om 'n simpatieke oor te leen vir die talle probleme wat met so 'n projek gepaard gaan. Vrugbare diskussies (persoonlik sowel as wetenskaplik), was aan die orde van die dag en baie oorspronklike idees het daaruit voortgevloei. My taalkundige vermoë skiet egter ver te kort om die dank en agting wat ek teenoor hom as mens en akademikus koester, uit te spreek.

Dr. J.W. Koen, my medepromotor, wat te alle tye bereid was om probleme met my te bespreek en raad te verskaf, verdien ook my opregte dank. Sy belangstelling wanneer rekenaarprobleme ter sake was en bereidwilligheid om koppe bymekaar te sit, word baie hoog op prys gestel.

'n Spesiale woord van dank aan prof. C.J.B. Muller en die personeel van die Radioterapie-afdeling van die Karl Bremer-Hospitaal, Bellville, vir hul vriendelikheid en die gebruik van die teleterapie-eenheid. In besonder my dank aan mnr. E.J. van der Merwe, mediese fisikus, vir die beskikbaarstelling van elektronika en sy hulp by die opstel van verskeie apparatuur by die hospitaal.

Aan die hele personeel van die Merensky-Instituut vir Fisika, wat altyd bereid was om waar moontlik te help, 'n erkentlike woord van dank. In besonder my dank aan die werkswinkel-personeel, wat verantwoordelik was vir die vervaardiging van talle nuwe apparaat, asook aan mnr. M. van Dijk, wat altyd bereid was om met elektroniese probleme te help en 'n groot aandeel gehad het in die voorbereiding van die tekeninge vir die proefskrif.

Graag wil ek ook die volgende instansies en persone bedank:

Die W.N.N.R., vir apparatuur en finansiële hulp.

Die Universiteit van Stellenbosch, vir die gebruik van die IBM 1620 en later die IBM 360/50 rekenaars.

Die Rekensentrum-personeel, vir hul altyd vriendelike hulp.

Mev. H. Swart en mev. E. Eksteen wat die tikwerk behartig het.

Mnre. Van der Merwe en Kuun wat vir die dupliseer van die proefskrif verantwoordelik was.

Alle ander persone wat op een of ander tyd behulpsaam was.

Dit is 'n behoefte van die hart om 'n baie spesiale woord van dank aan dr. H.W. Weber, verbonde aan die Afdeling Grondkunde, Dept. Landbou, Univ. Stellenbosch, vir sy agtenswaardige bydrae gedurende my vormingsjare te rig. Voordat ek met voorgraadse studie 'n aanvang gemaak het, was ek onder hom werksaam gewees. Dit kan met alle eerlikheid erken word dat sy vertrou in my as persoon, asook sy aanmoediging, persoonlik sowel as akademies, tot 'n baie groot mate verantwoordelik is dat ek tot hierdie akademiese vlak kon vorder.

'n Ander uitstaande figuur gedurende my vormingsjare, was prof. S.R.F. Göldner, van die Departement Wiskunde, Universiteit van

Stellenbosch. Sonder sy gedissiplineerde, dog bedagsame opleiding, sou hierdie proefskrif ook miskien nie verskyn het nie. Ondanks sy menigvuldige akademiese verpligtinge, het hy altyd, veral gedurende my voorgraadse studietydperk, gehelp wanneer my wiskundige vermoëns te kort geskiet het. Dit was partykeer laataand, of vroegoggend, maar aanmoediging en belangstelling het nooit ontbreek nie.

Laaste, maar geensins die minste nie, my ouers en vrou, wie se onbaatsugtige opofferinge en liefde, alhoewel somtyds as vanselfsprekend aanvaar is, nooit te gering geskat kon word nie. Dankie dus, Vader, Moeder en Rita - hiermee die vrug van jul arbeid!!

## INHOUDSOPGAW

### HOOFSTUK 1 : INLEIDING

1.1	Algemeen	1
1.2	Ionisasiekamerdosismeting	4
1.2.1	Die röntgen	4
1.2.2	Die ionisasiekamer	5
1.3	Kernresonansfluoresensie van gammastraling	7
1.3.1	Die deursnit vir resonansfluoresensie	9
1.3.2	Uitdrukking vir die aantal resonansverstrooide kwanta vanaf 'n eindige dik plat verstrooier	11
1.3.3	Bronne vir waarneming van resonansfluoresensie	13
1.4	Elastiese verstrooiing vanaf atome	14
1.4.1	Deursnit vir Thomson- en Rayleigh-verstrooiing	15
1.5	Inhoud van proefskrif	18

### HOOFSTUK 2 : DIE DOSISDISTRIBUTIE IN DIE KOBALT-60 BESTRALINGSEENHEID

2.1	Die bestralingseenheid	19
2.2	Die blootstellingsdosisdistribusie	20
2.2.1	Dosisdistribusie met die plat, ronde horisontale tafel in posisie	21
2.2.2	Isodosiskrommes rondom die bron vir 'n leë kamer	22
2.2.3	Verwerking van die resultate	22
2.3	Resultate	25
2.3.1	Metings met die ronde tafel in posisie	25

2.3.2	Isodosiskrommes met bron op maksimum hoogte bokant die vloeroppervlak	29
2.3.3	Standaardlesings in die bestralingskamer	29
2.4	Praktiese toepassing van die resultate	30

### HOOFSTUK 3 : DIE KONTINUE GEDEELTE VAN DIE GAMMA-ENERGIE-SPEKTRUM VAN DIE $^{60}\text{Co}$ -BRON

3.1	Inleiding	32
3.2	Eksperimentele besonderhede	34
3.2.1	Die opstelling	34
3.2.2	Elektronika	35
3.2.3	Die resonansverstrooiers	36
3.2.4	Metings	37
3.3	Verwerking van die resultate	39
3.3.1	Compton-verstrooiing in die resonansverstrooier	40
3.3.2	Doeltreffendheid van die gammaspektrometer	41
3.3.3	Eindige grootte van die verstrooier	41
3.3.4	Korreksie vir hoekverdeling	42
3.3.5	Die gekorrigeerde resultate	42
3.4	Bespreking	45

### HOOFSTUK 4 : EKSPERIMENTELE BEPALING VAN DIE AANTAL 1,17 EN 1,33 MeV FOTONE WAT DEUR DIE $^{60}\text{Co}$ -BRON UITGESTRAAL WORD

4.1	Inleiding	48
4.2	Uitdrukkings vir die berekenings	49
4.2.1	Die deursnit vir elastiese verstrooiing vanaf ligte atome	49

4.2.2	Die aantal elastiesverstrooide kwanta	52
4.3	Die eksperiment	54
4.4	Resultate en bespreking	55
HOOFSTUK	5 : LEEFTYE VAN KERNENERGIETOESTANDE	
5.1	Inleiding	58
5.2	Selfabsorpsie-eksperiment	59
5.2.1	Die eksperimentele opstelling	59
5.2.2	Mêetprosedure	60
5.2.3	Resultate	62
5.2.4	Bespreking	63
5.3	Bepaling van $N(E_\gamma)_V$ deur elastiese verstrooiing	64
5.3.1	Die eksperimentele opstelling	64
5.3.2	Verband tussen vlakbreedte en aantal verstrooide kwanta	64
5.3.3	Metings	69
5.3.4	Verwerking van die resultate	70
5.3.5	Bespreking van die metode	72
5.4	Leefstyl van vlakke deur gebruik te maak van die kontinue energiespektrum van die $^{60}\text{Co}$ -bron	74
5.4.1	Eksperimentele besonderhede	74
5.4.2	Resultate en berekenings	75
5.5	Vergelyking van verskillende metodes en bespreking van resultate	77
BYLAAG	1	81
BYLAAG	2	83
SUMMARY		90
VERWYSINGS		94



## H O O F S T U K   1

### INLEIDING

- 1.1    Algemeen
- 1.2    Ionisasiekamerdosismeting
- 1.3    Kernresonansfluoresensie van gammastraling
- 1.4    Elastiese verstrooiing vanaf atome
- 1.5    Inhoud van proefskrif

## H O O F S T U K 1

### INLEIDING

#### 1.1 ALGEMEEN

Die gammastraling afkomstig vanaf intense  $^{60}\text{Co}$  radioaktiewe bronne het 'n wye toepassingsgebied. In die geneeskundige rigting speel dit 'n baie belangrike rol by die behandeling van sommige gewasse, in die industrie word dit onder andere benut vir sterilisasie en die polimerisasie van chemiese stowwe wat in hout geïmpregneer is, terwyl die landboukundige toepassing veral berus op die bestraling van biologiese materiale en gronde.

Die Navorsingsinstituut vir Vrugte en Voedseltegnologie (N.I.V.V.) te Stellenbosch, het gedurende 1970 'n nuwe en sterker  $^{60}\text{Co}$ -bron, van ongeveer 5200 totale curie-inhoud, in gebruik geneem. Dit het die vorige bron met sterkte ongeveer 500 Ci in 1961, wat tot 1969 gebruik is, vervang. Die nuwe bron is geïnstalleer in dieselfde bestralingseenheid wat beskryf is deur Marais et al. (MA 64), met toepaslike veranderinge in die afskerming en hysmeganisme om voorsiening te maak vir die ongeveer tienvoudige verhoging in intensiteit.

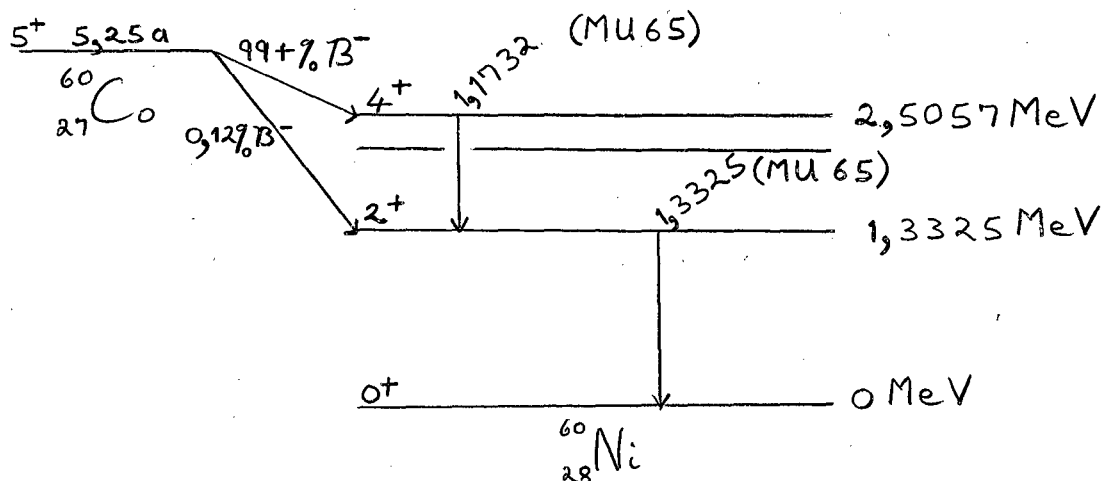
Die eenheid word hoofsaaklik gebruik vir die bestraling van plantmateriaal en sade (met die oog op die verkryging van nuttige mutasies), vrugte en aarbeie (vir studies in verband met die bekamping van swambederf), voedselpreservering, sterilisering van insekte, larwes en eiers (vir die beheer van insekplae), onderdrukking van die uitloop van aartappels en uie en sterilisasie van gronde wat vir landboukundige laboratoriumproewe gebruik

word.

As gevolg van die fisiese grootte van die bron (silindervormig met deursnit 28 mm en hoogte 44 mm) wat in 'n staalkapsule gemonteer is, asook die beperkte ruimte in die bestralingskamer en die eindige hoogte van die bron bo die vloeroppervlak tydens verskillende bestralings, geld die omgekeerde kwadraatwet vir gammastraling nie presies nie. Die dosisdistribusie om die bron in die bestralingskamer moet dus bekend wees ten einde bestralingsdosisse met die nodige akkuraatheid te kan toedien.

Dosismetings wat in hoofstuk 2 beskryf word, is met 'n ionisasiekamerdosis-meter uitgevoer. Sulke metings lewer egter geen informasie in verband met die intensiteit van 'n bepaalde energie van die straling wat deur die gemonteerde bron uitgestraal word nie. Ander meetprosedures moet dus aangewend word om kennis van die energiespektrum van die bron te bekom.

Die nuklid  $^{60}\text{Co}$  ondergaan  $\beta^-$ -verval en die maksimum energie van die  $\beta$ -deeltjies is ongeveer 310 keV (LE 68). Die produkkern straal fotone met energieë van 1,17 en 1,33 MeV uit. Die gedeelte van die vervalsskema wat op hierdie werk betrekking het word in die onderstaande figuur aangetoon.



As gevolg van die eindige grootte van die bron en die omhulsel waarin dit gemonteer is, sal interaksies tussen die straling en die bron en sy kapsule plaasvind. 'n Gedeelte van die primêre gammastraling sal hierdeur 'n vermindering in energie ondergaan wat aanleiding sal gee tot 'n kontinue agtergrondspektrum. Hierdie kontinuum is hoofsaaklik te wyte aan Compton-verstrooiing in die bron self en sy omhulsel. Remstraling, veroorsaak deur die Compton-elektrone, foto-elektrone en  $\beta$ -deeltjies wat ontstaan as gevolg van die verval van  $^{60}\text{Co}$ , lewer ook 'n bydrae. Aangesien lae energie straling makliker ge-absorbeer word as hoë energie straling, is dit van belang om die vorm en intensiteit van die energiespektrum wat deur so 'n bron uitgestraal word te ken.

Om die kontinuum van energieverminderde straling in terme van die aantal kwanta wat per energie-eenheid per tydeenheid deur die bron uitgestraal word te meet, is 'n tegniek ontwikkel wat berus op die resonansfluoresensie-effek in atoomkerne. Die aantal 1,17 en 1,33 MeV kwanta wat deur die bron uitgestraal word, is op hul beurt bepaal uit waarnemings van elastiese Rayleigh- en Thomson-verstrooiing deur verskeie elemente.

Behalwe hierdie metings in verband met die vorm en intensiteit van die gamma-energiespektrum van die  $^{60}\text{Co}$ -bron, is die gammastraling van die bron ook gebruik om die gemiddelde leeftye van 'n aantal vlakke in die kerne  $^{64,66,68}\text{Zn}$  en  $^{75}\text{As}$  te bepaal. In hoofstuk 5 word drie metodes bespreek waarvolgens die gemiddelde leeftye bepaal is.

Die res van hierdie hoofstuk word nou gewy aan inleidende begrippe in verband met dosismetings, resonansfluoressensie en elastiese verstrooiing.

## 1.2 IONISASIEKAMERDOSISMETING

### 1.2.1 Die röntgen

Die röntgen is die basiese eenheid van blootstellingsdosis en is oorspronklik ontwikkel as 'n eenheid van radiologiese dosis. 'n Aantal eenhede is hiervan afgelei. In 1937 is die röntgen (R) heromskrywe (IC 54) as 'daardie hoeveelheid  $\gamma$ - of X-straling waarvoor die geassosieerde korpuskulêre uitstraling per 0,001293 g lug, ione in lug produseer wat 'n lading van een elektrostatiese eenheid (statcoulomb), positief of negatief, dra'. Die massa lug waarna verwys word is die van 1 cm<sup>3</sup> droë lug by 'n temperatuur van 0°C en 'n druk van 760 mm kwik en een statcoulomb is ekwivalent aan  $2,08 \times 10^9$  ionopare. Die sekondêre elektrone wat die ionisasie veroorsaak, ontstaan in die 0,001293 g lug, maar sal meeste van die ionisasie verrig buite die gegewe massa.

Vir die korrekte gebruik van die röntgen as 'n eenheid van hoeveelheid gammastraling, moet in gedagte gehou word dat hierdie eenheid geen inligting oor die energiespektrum of die intensiteit van die straling behels nie. Dit is die hoeveelheid ionisasie wat gedefinieer word. Die röntgen is 'n eenheid van energieverlies in lug, en is onafhanklik van die tydsduur van die ionisasie. Gamma-dosistempo's word dus aangegee as röntgen per tydeenheid.

Indien die sekondêre elektrone 'n gemiddelde energie van 32,5 eV (BI 36, GR 44) verloor wanneer 'n ioonpaar in lug gevorm word, dan toon 'n eenvoudige berekening aan dat 1R straling 'n energie van  $8,4 \times 10^{-3}$  J per kg (84 erg/g) lug vrystel. Die eenheid vir geabsorbeerde dosis is die rad en word soos volg gedefinieer (IC 54):

$$1 \text{ rad} = 10^{-2} \text{ J/kg (100 erg/g)}$$

materiaal wat bestraal word.

Dosismetinge wat hier vermeld word gee die waardes van blootstellingsdosisse in röntgen aan.

### 1.2.2 Die ionisasiekamer

'n Ionisasiekamer bestaan basies uit twee elektrodes waaroor 'n potensiaalverskil bestaan. Ioniserende straling wat die kamer binnedring veroorsaak ione in die gas tussen die elektrodes, wat na die elektrodes beweeg en 'n klein elektriese stroom wat vir 'n baie kort tyd vloei tot gevolg het. 'n Aantal verskillende tipes is ontwikkel om by sekere behoeftes aan te pas (SP 56).

In die geval van  $^{60}\text{Co}$ -straling, sal sommige Compton-elektrone aanvangsenergieë van ongeveer 1,12 MeV besit en dus 'n reikafstand van ongeveer 3 m lug hê (EV 55). Die definisie van die röntgen vereis egter die meting van alle ionisasie deur die sekondêre elektrone wat per  $\text{cm}^3$  gevorm word. So 'n ionisasiekamer sal dus voorsiening moet maak vir 'n padlengte van minstens 3 m lug, wat onprakties is, met die gevolg dat die sogenaamde holte-ionisasie-

kamers ('cavity ionization chambers') ontwikkel is (BR 12).

Wanneer 'n voldoende klein holte in 'n groot homogene absorberende medium, wat uniform bestraal word, gemaak word, is die atmosfeer van sekondêre elektrone wat die holte deurtrek in alle opsigte identies met die elektronatmosfeer wat in die medium sou bestaan het indien die holte afwesig was. Hierdie beginsel is deur Gray (GR 36) bevestig en uitgedruk in die sogenaamde Bragg-Gray formule wat soos volg daaruit sien:

$$E_m = J_{lug} (\alpha_{lug} S_1)_{gem} ,$$

waar  $E_m$  die gamma-energie per volume-eenheid is wat deur die medium geabsorbeer word (in  $\text{eV}/\text{cm}^3$  van die medium),  $J_{lug}$  die ionisasie in 'n klein lugge vulde holte geproduseer (in  $\text{ioonpare}/\text{cm}^3 \text{ lug}$ ),  $\alpha_{lug}$  die gemiddelde energie (in  $\text{eV}/\text{ioonpaar}$  in  $\text{lug}$ ) om 'n ionpaar te vorm en  $S_1$  die relatiewe lineêre stuitvermoë van die medium met betrekking tot  $\text{lug}$  (EV 55).

Die dikte van die medium wat benodig word om die Bragg-Gray holte-ionisasiebeginsel te laat geld is baie klein. Die medium moet slegs dik genoeg wees sodat ewewig tussen die primêre fotone en die sekondêre elektrone bestaan, dit wil sê ongeveer die dikte van die maksimum reikafstand van die sekondêre elektrone.

Die dosismetings wat in hoofstuk 2 beskryf word, is uitgevoer met 'n Baldwin Farmer X-straal dosismeter (BF 55). 'n Vingerhoedtype ('thimble type') met  $\text{lugvolume } 0,6 \text{ cm}^3$  is gebruik en dit is voorsien van 'n styfpas-

sende perspex omhulsel vir elektronewewig met  $^{60}\text{Co}$  gammastraling (BA 59). Die ionisasie wat in die ionisasiekamer geproduseer word, laai 'n kondensator wat verbind is aan die rooster van 'n elektrometerbuis. Gedurende blootstelling aan straling word die kondensator gelaai, met die gevolg dat die roosterpotensiaal en dus ook die plaatstroom verander. Aan die einde van die meting word balans herstel deur 'n balanseerspanning vanaf 'n potensiometer. Hierdie spanning word op 'n voltmeter afgelees en is dan 'n maatstaf van die geïntegreerde dosis in röntgen. Kalibrasie van die apparaat is deur die National Physical Laboratory in Engeland uitgevoer, en die ionisasiekamerwanddikte wat vir  $^{60}\text{Co}$  straling gebruik is, is in ooreenstemming met werk deur bogenoemde instansie uitgevoer (BA 59).

### 1.3 KERNRESONANSFLUORESSENSIE VAN GAMMASTRALING

Dit is 'n welbekende feit dat atoomkerne diskrete energievlakke besit. Wanneer so 'n vlak deur invallende elektromagnetiese straling van presies die regte energie opgewek word en weer na die grondtoestand verval met gepaardgaande uitstraling van fotone van dieselfde energie, word van resonansfluoresensie gepraat. Soms word ook van resonansverstrooiing gepraat as die uitstraling na opwekking nie dieselfde energie as die invallende straling het nie (ME 59). In 'n resonansfluoresensie eksperiment word die vlakbreedte  $\Gamma$  van 'n energietoestand in 'n betrokke kern bepaal en aangesien

$$\Gamma = \frac{\hbar}{\tau} \quad (1.1)$$



is die gemiddelde leeftyd  $\tau$  van die vlak onder beskouing dus ook bekend.  
(  $\hbar$  is Planck se konstante gedeel deur  $2\pi$ ).

Ander prosesse waardeur gammastraling met materie in wisselwerking tree is die volgende:

- (i) Compton-verstrooiing,
- (ii) Foto-effek,
- (iii) Paarvorming,
- (iv) Thomson-verstrooiing,
- (v) Rayleigh-verstrooiing,
- (vi) Delbrück-verstrooiing.

Die eerste drie prosesse is algemeen bekend en word volledig in verskeie publikasies en handboeke beskryf (EV 55, HP 58, KA 63). Thomson-, Rayleigh- en Delbrück-verstrooiing is, soos resonansfluoresensie, elastiese prosesse en aandag word in afdeling 1.4 daaraan gegee. Die resonansfluoresensie-effek is egter baie klein in vergelyking met sommige ander prosesse en derhalwe is optimum eksperimentele opstellings en gesofistikeerde detektors en elektronika 'n vereiste vir betroubare resultate.

Om 'n uitdrukking vir die aantal resonansverstrooide kwanta in 'n verstrooiingseksperiment te kan aflei, moet die deursnit vir resonansfluoresensie bekend wees. Die aantal verstrooide kwanta kan dan verkry word deur 'n omskrywing van die basiese vergelyking vir die aantal reaksies  $N$  wat 'n aantal invallende fotone  $N_0$  in 'n skyf met  $n$  skyfdeeltjies per volume-eenheid sal ondergaan, naamlik

$$N = N_0 \sigma t n, \quad (1.2)$$

waar  $\sigma$  die deursnit vir die betrokke reaksie en  $t$  die effektiewe dikte van die skyfmateriaal is.

### 1.3.1 Die deursnit vir resonansfluoressensie

Vir 'n foton van energie  $E$ , word die deursnit vir resonansfluoressensie, waar direkte gammaverval na die grondtoestand die enigste moontlikheid van verval is, gegee (BE 37) deur

$$\sigma^0(E) = \pi \lambda^2 \frac{(2J_1 + 1)}{2(2J_0 + 1)} \frac{\Gamma^2}{(E - E_r)^2 + \frac{1}{4}\Gamma^2} \quad (1.3)$$

In hierdie uitdrukking is  $\lambda$  die golflengte van die straling gedeel deur  $2\pi$ ,  $J_1$  en  $J_0$  die spins van die opgewekte- en grondtoestande onderskeidelik,  $E_r$  die resonansenergie en  $\Gamma$  die natuurlike breedte van die vlak. Indien ander vervalprosesse moontlik is, kan die totale breedte van die vlak geskryf word as

$$\Gamma = \sum_i \Gamma_i$$

en die deursnit vir die  $i$ -te wyse van verval word dan gegee deur

$$\sigma_i^0(E) = \pi \lambda^2 \frac{(2J_1 + 1)}{2(2J_0 + 1)} \frac{\Gamma_0 \Gamma_i}{(E - E_r)^2 + \frac{1}{4}\Gamma^2}, \quad (1.4)$$



waar  $\Gamma_0$  die partiële breedte vir die direkte oorgang na die grondtoestand en  $\Gamma_i$  die partiële breedte vir die verval onder beskouing in die betrokke eksperiment is. Indien oor alle vervalmoontlikhede gesommeer word, word die deursnit vir resonansabsorpsie verkry:

$$\sigma_{\text{abs}}^0(E) = \pi \hbar^2 \frac{(2J_1 + 1)}{2(2J_0 + 1)} \frac{\Gamma_0 \Gamma}{(E - E_r)^2 + \frac{1}{4}\Gamma^2} \quad (1.5)$$

Die werklike breedte van absorpsielinye is egter veel groter as die waarde gegee deur vgl. (1.5). Hierdie verbreding is die gevolg van die Doppler-effek, wat ontstaan vanweë die termiese beweging van die atome.

Volgens Metzger (ME 59), het die effektiewe deursnit die volgende 'Doppler-vorm':

$$\sigma_D(E) = \sigma_{\text{max}}^0 \frac{\Gamma \sqrt{\pi}}{2\Delta} \exp \left[ - \left( \frac{E - E_r}{\Delta} \right)^2 \right], \quad (1.6)$$

waar  $\sigma_{\text{max}}^0$  verwys na (1.3), (1.4) en (1.5) met  $E = E_r$  en  $\Delta$  die Doppler-breedte is wat gegee word deur

$$\Delta = \frac{E}{c} \sqrt{\frac{2 k_B T}{M}} \quad (1.7)$$

In bostaande uitdrukking is  $k_B$  die konstante van Boltzmann,  $c$  die snelheid

van lig in vakuum,  $M$  die massa van die kern en  $T$  die Kelvin-temperatuur van die absorbeerder. Vgl. (1.7) geld slegs vir gasse, maar Lamb (LA 39) het aangetoon dat dit ook geldig is vir vaste stowwe indien  $T$  deur 'n effektiewe temperatuur  $T_e$  vervang word. (Vir die verkryging van numeriese waardes vir  $T_e$ , word verwys na die grafiek gegee deur Metzger (ME 59) of 'n reeksontwikkeling (FL 68, VI 69) van die uitdrukking vir  $T_e$ .) Die uitdrukking (1.6) is geldig indien  $\Delta \gg \Gamma$ . Vir 'n groot aantal gamma-oorgange is  $\Delta/\Gamma > 100$ , sodat vgl. (1.6) 'n baie nuttige uitdrukking is.

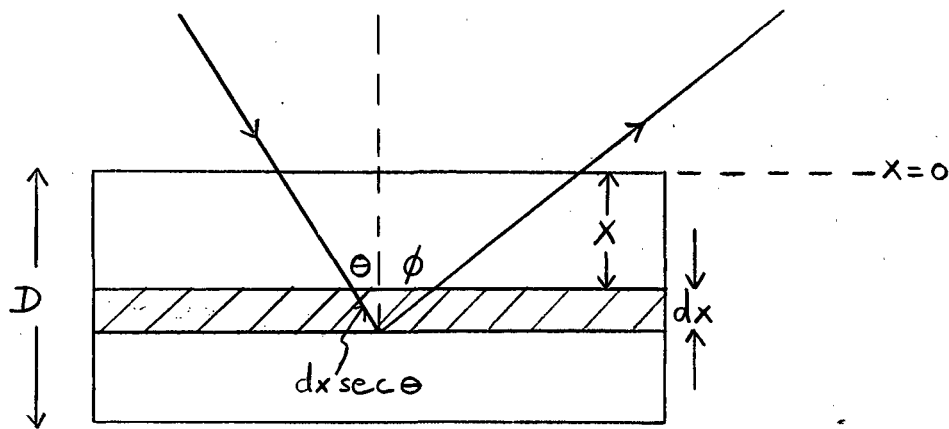
### 1.3.2 Uitdrukking vir die aantal resonansverstrooide kwanta vanaf 'n eindige dik plat verstrooier

Die deursnit vir elastiese resonansverstrooiing word gevind deur  $\Gamma_i = \Gamma_0$  en  $E = E_r$  in vgl. (1.4) te stel. Die termiese beweging van die nukleone word in ag geneem deur vgl. (1.6) en die effektiewe deursnit word dus gegee deur

$$\sigma_{D_v}(E) = \frac{g\lambda^2 \Gamma}{4\Delta\sqrt{\pi}} \exp \left[ - \left( \frac{E - E_r}{\Delta} \right)^2 \right], \quad (1.8)$$

waar  $g = \frac{2J_1 + 1}{2J_0 + 1}$  die statistiese spinfaktor genoem word.

Beskou nou 'n verstrooier met totale dikte  $D$  en inval- en verstrooiingshoeke  $\theta$  en  $\phi$  onderskeidelik, soos aangedui in die onderstaande figuur.



Laat  $N(E)dE$  die aantal fotone met energieë tussen  $E$  en  $E + dE$  wees wat skuins op die verstrooier by  $x = 0$  inval. Die aantal  $A$  wat 'n element met dikte  $dx$  op 'n diepte  $x$  in die verstrooier bereik, word gegee deur

$$A = N(E) \exp \left[ - (n \sigma_{D_V}(E) + \mu_1) x \sec \theta \right] dE, \quad (1.9)$$

waar  $n$  die aantal resonante kerne per  $\text{cm}^3$  in die verstrooier is,  $\mu_1$  die lineêre elektroniese attenuasiekoëffisiënt en  $\sigma_{D_V}$  gegee word deur vgl. (1.8). Deur van vgl. (1.2) gebruik te maak is die aantal fotone  $S(x)dx$  wat deur die element  $dx$  verstrooi word

$S(x)dx = A n \sigma_{D_V} dx \sec \theta$  en indien oor alle energiewaardes geïntegreer word, is

$$S(x)dx = ndx \sec \theta \int_{-\infty}^{+\infty} N(E) \exp \left[ - (n \sigma_{D_V} + \mu_1) x \sec \theta \right] \sigma_{D_V} dE. \quad (1.10)$$

Die integrasie van vgl. (1.10) word in bylaag 1 bespreek. Deur oor die hele dikte van die verstrooier te sommer en aan te neem dat  $N(E)$  konstant is, met die waarde  $N(E_r)$ , oor die energiegebied rondom die resonansenergie  $E_r$ , volg die uitdrukking vir die aantal resonansverstrooide fotone  $Y$ , naamlik:

$$Y = N(E_r) \sec \theta k \Delta \sqrt{\pi} \int_0^D \sum_{m=0}^{\infty} \frac{(-kx \sec \theta)^m}{m! (m+1)^{\frac{1}{2}}} \exp \left[ -(\mu_1 \sec \theta + \mu_2 \sec \phi) x \right] dx. \quad (1.11)$$

Dus, deur die opbrengs  $Y$  te meet, kan die vlakbreedte  $\Gamma$ , wat in die faktor

$k = \frac{ng\lambda^2 \Gamma}{4\Delta \sqrt{\pi}}$  vervat is, bereken word as die invallende spektrum  $N(E_r)$  bekend is.

### 1.3.3 Bronne vir waarneming van resonansfluoresensie

Die energie van fotone wat deur 'n kern in 'n toestand van rus uitgestraal word, het 'n energie wat effens minder is as die verskil in energie tussen die betrokke twee vlakke, aangesien die stralende kern 'n klein gedeelte van die beskikbare energie as terugslagenergie opneem. Hierdie terugslagenergieverlies is gelyk aan  $E^2/2Mc^2$ , waar  $E$  die gamma-energie,  $M$  die kernmassa en  $c$  die snelheid van lig in vakuum is. Aangesien dieselfde hoeveelheid kinetiese energie oorgedra word aan die kern wat opgewek word deur die gammastraling, is die totale energiever skuiving  $\Delta E = E^2/Mc^2$ . Hierdie energieverkil is gewoonlik groot in vergelyking met die vlakbreedte en die lynverbreding, as gevolg van die Doppler-effek, kompenseer gewoonlik ook nie vir die totale terugslagenergieverlies nie.

Indien resonansfluoresensie vir 'n bepaalde vlak waargeneem moet word met gammastraling wat van dieselfde kern afkomstig is, moet vir hierdie energietekort vergoed word. Verskeie metodes is reeds benut (ME 59, ME 61, MA 65) om vir hierdie energiever skuiving te vergoed, naamlik: (i) meganiese beweging van die bron, (ii) beweging van die bronkerne as gevolg van radioaktiewe verval, (iii) termiese beweging van die atome deur verhitting van die bron en (iv) terugslagbeweging as gevolg van kernreaksies. Resonansfluoresensie kan egter ook waargeneem word in gevalle waar of 'n kontinue gammaspektrum of gammastraling van varieerbare energie beskikbaar is.

Laasgenoemde twee metodes is van toepassing op werk wat in hierdie proefskrif bespreek word. In hoofstuk 3 word die kontinue gammaspektrum van die  $^{60}\text{Co}$ -bron gebruik om vlakke in kerne met bekende vlakbreedtes op te wek. Uit hierdie resultate kan die vorm en die intensiteit van die energiedegegradeerde spektrum van die  $^{60}\text{Co}$ -bron bepaal word. Die kontinue gammaspektrum is ook gebruik om onbekende vlakbreedtes te bepaal. Hierdie werk word in hoofstuk 5 bespreek.

#### 1.4 ELASTIESE VERSTROOIING VANAF ATOME

Vir gammastraling is daar vier verskillende prosesse wat aanleiding gee tot elastiese verstrooiing vanaf atome. Daar is verstrooiing vanaf die gelaai kern as 'n geheel naamlik Thomson-verstrooiing, Rayleigh-verstrooiing vanaf die gebonde elektrone in die atome, Delbrück-verstrooiing vanaf die Coulombveld van die kern en kernresonansverstrooiing. Laasgenoemde effek

is in die vorige afdeling bespreek.

Delbrück-verstrooiing is in 1933 deur Delbrück (DE 33) voorgestel en word deur die kwantumelektrodinamika voorspel as die elastiese verstrooiing van fotone deur die Coulombvelde van swaar kerne. Volgens Ehlitzky en Sheppey (EH 64) se teoretiese berekenings is die bydrae van Delbrück-verstrooiing tot die totale elastiese deursnit ongeveer 10% by 'n energie van 1,3 MeV vir swaar kerne. Groot onsekerhede bestaan egter in verband met die waarneming van Delbrück-verstrooiing by energieë laer as 5 MeV. Hierdie effek word dus nie in die huidige werk in ag geneem nie.

#### 1.4.1 Deursnit vir Thomson- en Rayleigh-verstrooiing

In terme van sirkelvormig gepolariseerde golwe, word die differensiële deursnit  $(\frac{d\sigma}{d\Omega})_{el}$  vir elastiese verstrooiing van straling wat aanvanklik ongepolariseer is gegee deur (DI 68, SC 69):

$$(\frac{d\sigma}{d\Omega})_{el} = r_0^2 \left[ |A_1|^2 + |A_2|^2 \right], \quad (1.12)$$

waar  $r_0 = 2,818 \times 10^{-13}$  cm die klassieke elektronstraal is,  $A_1$  die verstrooiingsamplitude sonder verandering van die toestand van polarisasie en  $A_2$  die verstrooiingsamplitude met verandering van die toestand van polarisasie. Die amplitudes  $A_1$  en  $A_2$  kan voorgestel word as die koherente som (SC 69) van die amplitudes vir die verskillende elastiese prosesse, naamlik



$$A_1 = A_{1R} + A_{1T} + A_{1F} + A_{1D}$$

$$\text{en } A_2 = A_{2R} + A_{2T} + A_{2F} + A_{2D} ,$$

waar die voettekens R, T, F en D verwys na die Rayleigh-, Thomson-, resonansfluoressensie- en Delbrück-amplitudes onderskeidelik. Laasgenoemde twee amplitudes het nie betrekking op die elastiese verstrooiingswerk wat in hierdie proefskrif beskryf word nie en kan dus weggelaat word.

Die Thomson-verstrooiingsamplitude word gegee deur (SC 69, DI 68, MO 50)

$$A_{1T} = Z^2 \left( \frac{m}{M} \right) \left( \frac{\cos \alpha + 1}{2} \right) \quad (1.13)$$

$$\text{en } A_{2T} = Z^2 \left( \frac{m}{M} \right) \left( \frac{\cos \alpha - 1}{2} \right) ,$$

waar  $\frac{m}{M}$  die verhouding is van die elektronmassa tot die kernmassa en  $\alpha$  die hoek waardeur die foton elasties verstrooi word. Hierdie uitdrukkings word as korrek aanvaar vir die energiegebied onder beskouing (BE 58).

Klassiek gesproke vorm die gebonde elektrone van die atoom en die gelaaide kern 'n enkele gelaaide sisteem waarin 'n ossillasie geïnduseer word deur die invallende elektromagnetiese golf. Die elastiese verstrooiings-amplitudes (Thomson en Rayleigh) kan dan geskryf word as

$$A_1 = \frac{1}{2} (\cos \alpha + 1) \left( F + \frac{Z_m^2}{M} \right) \quad (1.14)$$

$$\text{en} \quad A_2 = \frac{1}{2} (\cos \alpha - 1) \left( F + \frac{Z_m^2}{M} \right) ,$$

waar  $F$  die sogenaamde vormfaktor is wat die interferensie tussen die golwe wat verstrooi word vanaf die verskillende elektrone in die atoom in ag neem. Die vormfaktor is vir die eerste keer bereken deur Franz (FR 35) en is gebaseer op die Thomas-Fermi model van die atoom. Dit is later vervang deur die berekenings van Bethe vir die K-elektrone deur van Dirac-golffunksies gebruik te maak. Bethe se resultaat word aangehaal deur Levinger (LE 52), Brown en Woodward (BR 52) en Hara et al. (HA 58).

Hierdie relatief eenvoudige voorstelling van die Rayleigh amplitude was egter nie toereikend vir eksperimente met swaar atome en gammastraling in die energiegebied in die omgewing van 1 MeV nie. Akkurate berekenings van die Rayleigh-amplitudes, wat die effek van binding van die elektron in 'n tussentoestand in ag neem, is vir die eerste maal deur Brown et al.

(BR 54, BR 55, BR 57) vir die K-elektrone van kwik uitgevoer vir gamma-energieë van 0,16; 0,32; 0,66 en 1,33 MeV. Tans is dit die enigste teoretiese waardes wat bekend is en ekstrapolasiemetodes moet gebruik word om amplitudes by ander energieë en  $Z$ -getalle te verkry. Bowendien moet die L, M, ..... elektrone ook bydraes tot die Rayleigh-amplitudes lewer en sulke amplitudes is nog glad nie eksak bereken nie, alhoewel verskeie benaderings, wat nie heeltemal bevredigend blyk te wees nie, in verskeie publikasies genoem word

(BE 58, DI 68, HA 71, SC 69, SI 66). Dixon en Storey (DI 68) het waardes vir die L-elektrone se bydrae tot die deursnit bereken deur van vormfaktor-verhoudings vir K- en L-elektrone gebruik te maak. Volgens hulle berekenings is die totale L-skil bydrae vir lood ongeveer 19% van die K-skil bydrae by groot verstrooiingshoeke. In 'n publikasie deur Singh et al. (SI 66) word beskryf hoedat  $(\frac{d\sigma}{d\Omega})_{e1}$  vir enige element waarvan die Z-getal groter of gelyk aan 47 is, verkry kan word deur 'n beskouing van die Z-afhanklikheid van die deursnit vir elastiese verstrooiing. Daar bestaan egter 'n groot behoefte aan verdere teoretiese berekenings.

Die prosedure wat in die huidige werk gevolg is om 'n sinvolle waarde vir  $(\frac{d\sigma}{d\Omega})_{e1}$  te vind, word later bespreek.

## 1.5 INHOUD VAN PROEFSKRIF

Hoofstuk 2 van hierdie proefskrif handel oor die meting van die dosis-distribusie in die bestralingseenheid, terwyl die vorm en intensiteit van die gamma-energiespektrum van die  $^{60}\text{Co}$ -bron in hoofstuk 3 bespreek word. In hoofstuk 4 word aangetoon hoe die aantal 1,17 en 1,33 MeV fotone wat deur die bron uitgestraal word, met behulp van elastiese verstrooiing gemeet is, terwyl in die laaste hoofstuk drie metodes bespreek word wat gebruik is om leeftye van 'n aantal kernenergietoestande in  $^{64,66,68}\text{Zn}$  en  $^{75}\text{As}$  te bepaal.

## H O O F S T U K 2

### DIE DOSISDISTRIBUTIE

### IN DIE KOBALT-60 BESTRALINGSEENHEID

- 2.1 Die bestralingseenheid
- 2.2 Die blootstellingsdosisdistribusie
- 2.3 Resultate
- 2.4 Praktiese toepassing van die resultate

## H O O F S T U K 2

### DIE DOSISDISTRIBUSIE IN DIE KOBALT-60 BESTRALINGSEENHEID

#### 2.1 DIE BESTRALINGSEENHEID

Besonderhede van die bestralingskamer en die kobalteenheid word in Fig. 2.1 en Fig. 2.2 gegee. Voldoende afskerming van die bestralingskamer word verseker deur betonmure met 'n dikte van 106,7 cm.

Die bron A (Fig. 2.2) is aan die onderent van 'n loodsuier C geheg, wat op sy beurt aan 'n staalstaaf D gekoppel is. Deur middel van 'n eenvoudige meganiese sisteem, bestaande uit 'n staalkabel, katrolle en windas (Fig. 2.1), kan die bron vertikaal opgehys of laat sak word. Wanneer nie in gebruik nie, word die bron met suier in 'n gemasjineerde holte E in die lood B bewaar sodat die bestralingskamer met veiligheid binne gegaan kan word. Streng veiligheidsmaatreëls word gehandhaaf en die veiligheidsmeganisme is sodanig dat die bron nie gehys kan word wanneer die staaldeur oop is nie.

Die bron in sy lekvrye omhulsel word in Fig. 2.3 aangetoon. Die omhulsel is in die vorm van 'n silinder met hoogte 4,4 cm en basisdeursnit 2,8 cm. Die aktiewe gedeelte self bestaan uit silindriese  $^{60}\text{Co}$  korrels met 'n totale massa van 91,0 g en dimensies 1 x 1 mm. Dit is verseël in 'n dubbelwandige vlekvrige staalkapsule met totale wanddikte 1,28 mm. Die bron,

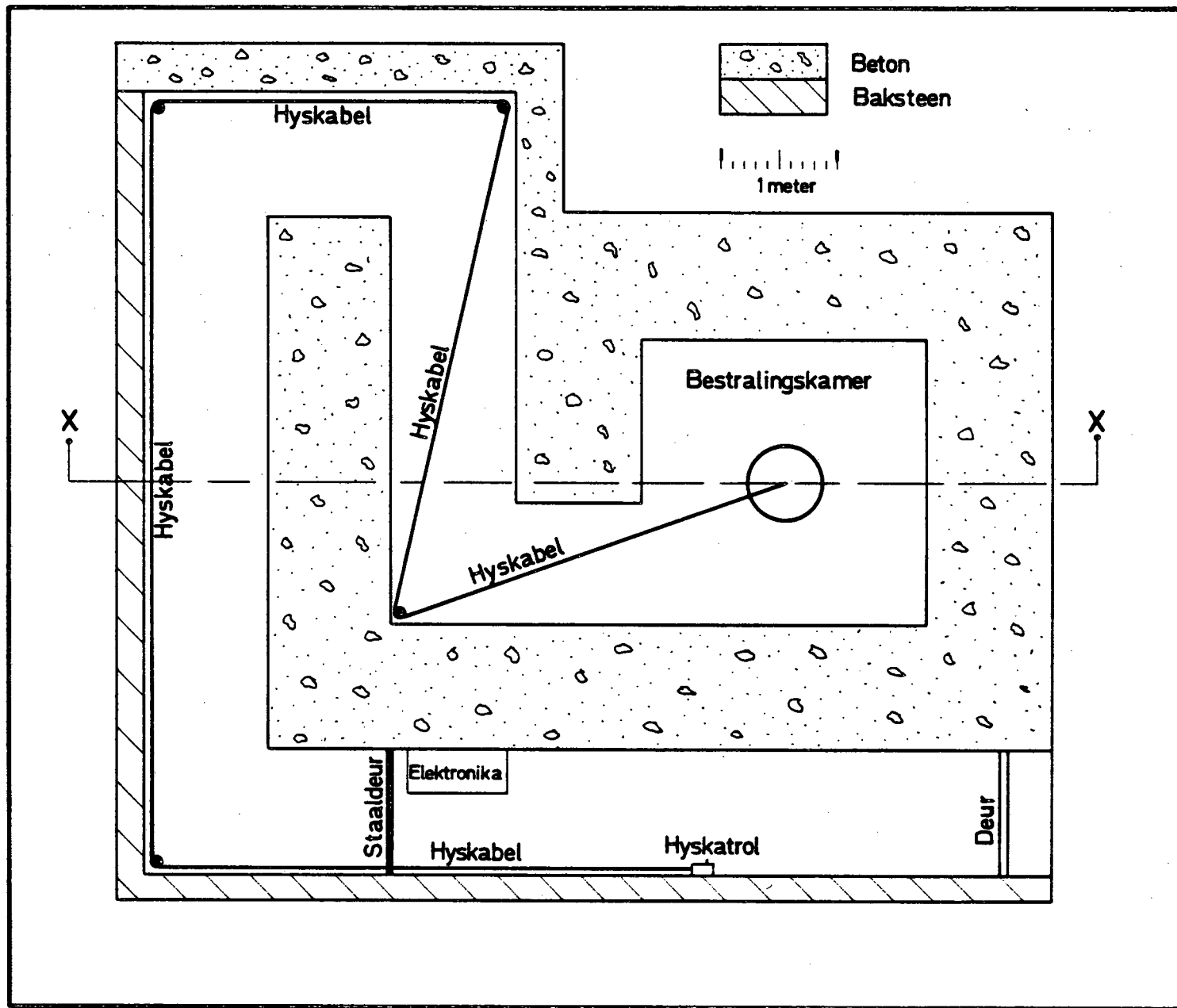


Fig. 2.1 Bo-aansig van die bestralingseenheid.

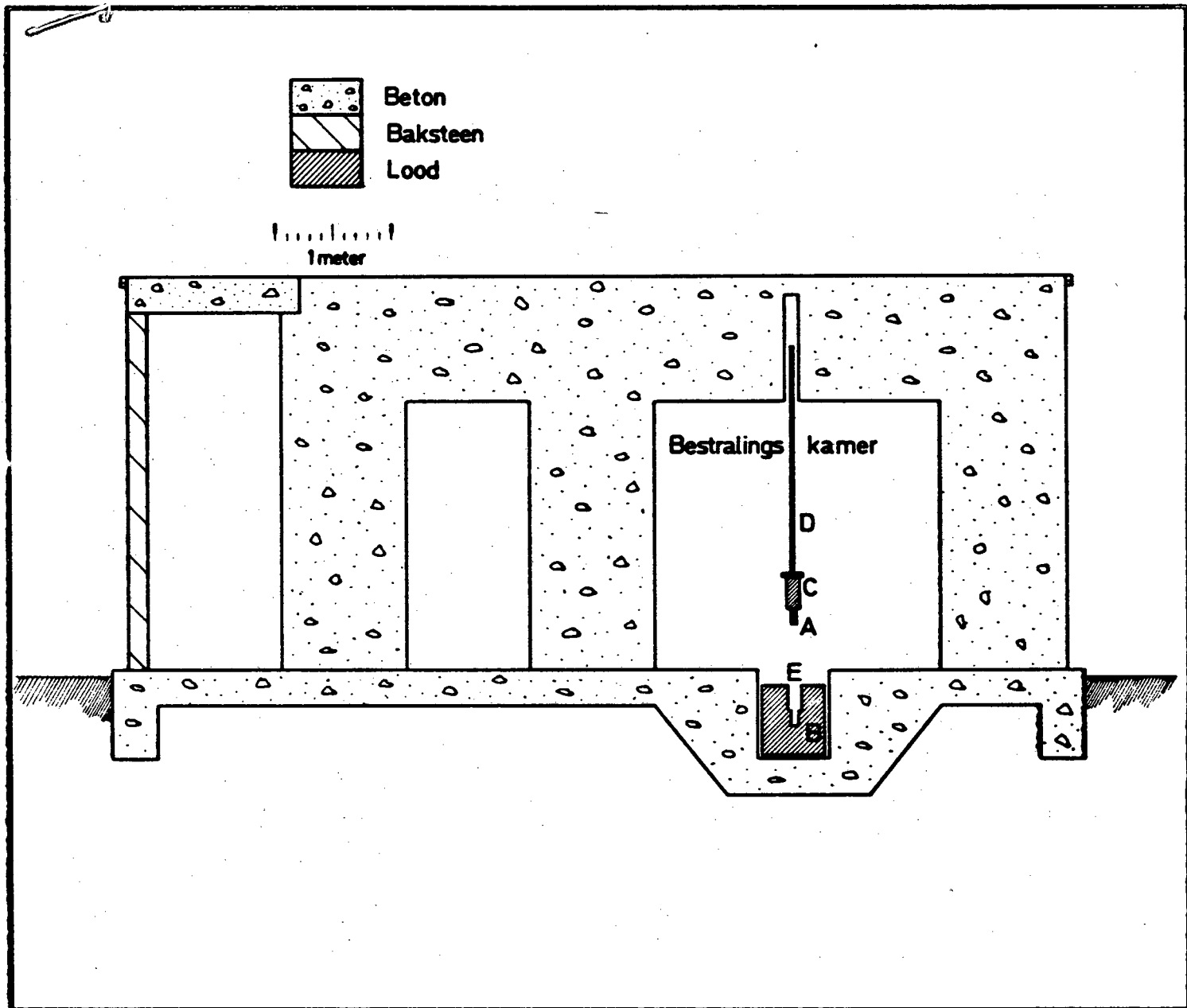


Fig. 2.2 Sy-aansig (deur X-X van Fig. 2.1) van bestralingseenheid. Die bron A is geheg aan 'n loodsuier C. Die bron word in die holte E in die lood B laat sak wanneer dit nie in gebruik is nie.

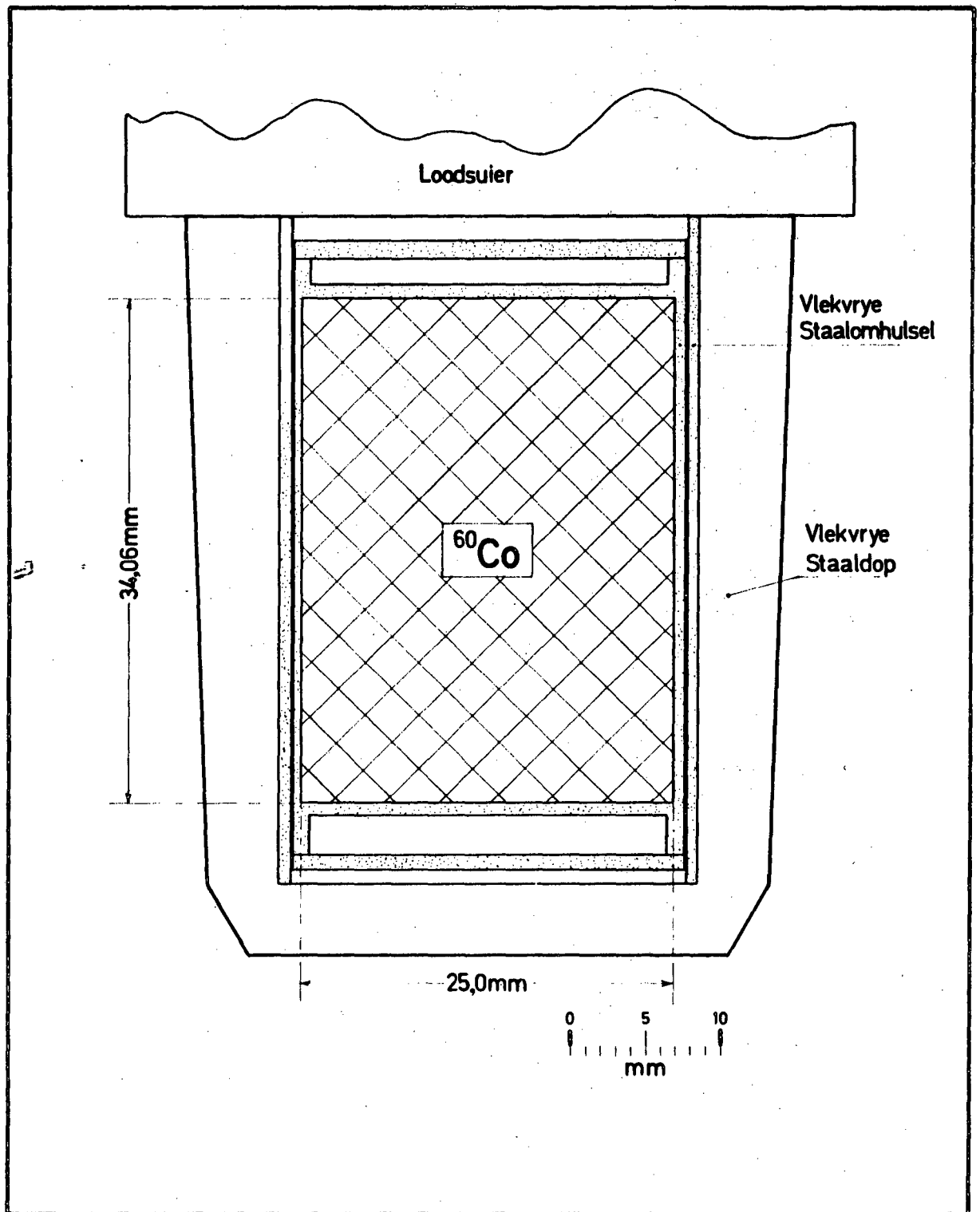


Fig. 2.3 Die  $^{60}\text{Co}$ -bron met sy staalomhulsel.



soos hierbo beskryf, is in 'n ander vlekvrige staaldop met 'n gemiddelde wand-dikte van 0,6 cm aan die loodsuier (C in Fig. 2.2) vasgeskroef.

Volgens die vervaardigers was die curie-inhoud 5220 op 25 November 1969 en die gemete dosis aan die ent van die bron in die rigting van die as deur die silinder, 5736 röntgen per uur op 'n afstand van een meter (deur die vervaardigers afgekort as 5736 Rhm).

## 2.2 DIE BLOOTSTELLINGSDOSISDISTRIBUTIE

Soos verduidelik in afdeling 1.2, is die blootstellingsdosis in röntgen met 'n ionisasiekamer gemeet. Die Baldwin Farmer dosimeter is vir alle metings gebruik. Dit is nodig dat bestralings op 'n plat sirkelvormige tafel rondom die bron uitgevoer kan word, met die bron en monsters op verskillende hoogtes bokant die tafelloppervlakte. Sommige bestralings moet uitgevoer word sonder die tafel en met bron tot maksimum hoogte opgetrek.

Met die ionisasiekamer op 'n gegewe horisontale afstand en hoogte vanaf die bron opgestel, is metings uitgevoer deur die tyd met behulp van 'n stophorlosie te noteer vir 'n uitwyking van 120 R op die dosimeterskaal. Die kamertemperatuur en atmosferiese druk is voor en na elke stel metings noteer om die nodige korreksies daarvoor aan te bring. Standaardlesings met 'n  $^{90}\text{Sr}$  verwysingsbron is met gereelde tussenposes uitgevoer om korrekte funksionering van die apparaat te kontroleer. (Kyk na Afd. 2.2.3 vir besonderhede.)

### 2.2.1 Dosisdistribusie met die plat ronde horisontale tafel in posisie

'n Groot verskeidenheid landboukundige materiale (wat onder andere houertjies met saad, lote van vrugtebome, flesse met vrugtesappe, verpakte aarbeie en vrugte en plante in potte insluit) word in die  $^{60}\text{Co}$ -eenheid bestraal. Hierdie monsters se lengtes en breedtes wissel van minder as 1 cm tot ongeveer 20 cm. Vir 'n gegewe straal op die tafelloppervlak, varieer die dosis met veranderende hoogte, vanweë die verandering in die werklike afstand vanaf die monster na die bron, asook as gevolg van verstrooiing vanaf die vloer van die bestralingskamer.

Aangesien die bron relatief groot is en verstrooiing vanaf die vloer bydra tot die blootstellingsdosis, kan verwag word dat die dosisgradiënt nie baie groot sal wees ten opsigte van klein hoogteveranderings naby die oppervlak van die bestralingstafel nie. 'n Aantal metings is derhalwe rondom die bron, met die ronde tafel in posisie, gemaak.

Die tafel se oppervlak is 20 cm bokant die vloeroppervlak van die bestralingskamer. Die dosismeter is met sy as horisontaal bokant die tafel opgestel en met die bron en dosismeter op vaste vertikale hoogtes  $y$  (vanaf 1 cm tot 25 cm in 2 cm stappe), is metings met die dosismeter op verskillende afstande  $x$  (20, 25, 30, 35, 40, 45, 50, 60, 70, 80 en 90 cm) vanaf die bron uitgevoer. Drie stelling resultate is versamel: (i) die bron en dosismeter op dieselfde hoogte bokant die tafelloppervlak, (ii) die bron 5 cm bo die tafelloppervlak en die dosismeter beweeg horisontaal vir bepaalde

y-waardes en (iii) die bron vas op 9 cm bo tafeloppervlak en die dosimeter beweeg horisontaal vir bepaalde y-waardes. Laasgenoemde twee stelle metings verskaf informasie oor die uniformiteit van die dosisdistribusie in die omgewing van die tafeloppervlak. Dit is belangrik wanneer monsters van verskillende vorm en grootte gelyktydig bestraal moet word.

Metings is hoofsaaklik in die rigting van die ingang na die bestralingskamer uitgevoer, maar etlike metings is ook in al vier windrigtings herhaal om die simmetrie om 'n vertikale as deur die bron se middelpunt, die sogenaamde aksiale simmetrie, van die dosisdistribusie te bepaal.

#### 2.2.2 Isodosiskrommes rondom die bron vir 'n leë kamer

Met die bron tot die maksimum hoogte bokant die vloeroppervlak (1 meter) gehys, is metings uitgevoer met die dosimeter by verskillende horisontale afstande  $x$  op verskillende hoogtes  $y$  bokant die vloeroppervlak. Die vertikale dosimeterhoogte  $y$  is in gerieflike stappe vanaf -70 cm tot +70 cm ten opsigte van die horisontale vlak deur die geometriese middelpunt van die bron verander. Die horisontale afstand  $x$  vanaf die bron, het die waardes 20, 25, 30, 35, 40, 45, 50, 60, 70, 80 en 90 cm aangeneem. Weereens is etlike metings in al vier windrigtings onderneem ter bevestiging van die aksiale simmetrie van die dosisdistribusie om die bron.

#### 2.2.3 Verwerking van die resultate

Om dosisse by verskillende waarnemingspunte te bereken, moet sekere

korreksiefaktore in ag geneem word.

Gestel die tyd om 'n dosis van 120 R op die dosimeterskaal te registreer is  $t'$  sekonde. Korreksies word dan soos volg aangebring:

(i) Korreksie vir temperatuur en druk

Aangesien die ionisasiestroom afhang van die heersende kamertemperatuur ( $^{\circ}\text{C}$ ) en die atmosferiese druk  $B(\text{mm Hg})$ , word 'n korreksie hiervoor in  $t'$  aangebring, naamlik

$$\begin{aligned} t &= t' \times \frac{295 \times B}{(273 + T) \times 760} \\ &= t' Co, \end{aligned} \quad (2.1)$$

waar  $Co = \frac{295 \times B}{(273 + T) \times 760}$  . (Die kalibrasie van die apparaat is uitgevoer by  $22^{\circ}\text{C}$  en 760 mm Hg.)

(ii) Normaliseringsfaktor N

Omgewingsfaktore kan die werking van die dosimeter beïnvloed sodat geringe kalibrasieverskuiwings mag plaasvind. Hiervoor word gekorrigeer deur die dosimeter se werking gereeld gedurende metings te kontroleer met behulp van 'n 10 mCi  $^{90}\text{Sr}$  verwysingsbron. Hierdie bron is sodanig ontwerp dat die ionisasiekamer in 'n noupassende holte in die bron ingeskuif kan word. Die tyd  $t_1$ , om 'n dosis van 120R te registreer word noteer en 'n

soortgelyke korreksie soos deur vgl. (2.1) gegee aangebring, dit wil sê

$$t_g = t_1 C_0 .$$

Die werklike tyd  $t_s$ , dit wil sê indien die apparaat korrek funksioneer, word deur die vervaardigers aangegee as  $t_s = 623 C_1$ , waar  $C_1$  die vervalfaktor vir  $^{90}\text{Sr}$  vanaf sy referensiedatum is en die faktor 623 die tyd in sekonde vir die versameling van 120R op referensiedatum van die  $^{90}\text{Sr}$  bron was. Die normaliseringsfaktor  $N$  word gevolglik gegee deur

$$N = t_s/t_g , \quad (2.2)$$

wat  $\approx 1$  is.

### (iii) 'n Kalibrasiefaktor

Hierdie faktor, wat die waarde 1,06 vir die betrokke dosimeter het, is verkry uit die kalibrasiesertifikaat wat deur die National Physical Laboratory in Engeland verskaf is.

Die dosis  $D$  vir 'n spesifieke lesing waar 'n tyd van  $t$  sekonde noteer is vir 'n uitwyking van 120R op die dosimeterskaal, word dus gegee deur

$$D = \frac{120 \times 1,06}{t' \times C_0 \times N} \quad \text{R/s},$$

$$\text{of} \quad D = \frac{432\,000 \times 1,06}{t' \times C_0 \times N} \quad \text{R/h} \quad (2.3)$$

Indien sekondêre effekte nie 'n groot rol speel nie, behoort 'n reglynige verband van  $\log D$  as 'n funksie van  $\log r$ , waar  $r$  die werklike afstand tussen die geometriese middelpunte van die bron en ionisasiekamer is, verkry te word. Elke stel waarnemings bestaan uit metings wat gemaak is op 'n vaste vertikale hoogte  $y$ , op elf verskillende horisontale afstande vanaf die bron. Lineêre regressies is deur elk van so 'n stel metings bereken en hierdie uitdrukkings het die algemene vorm, naamlik

$$\log D_0 = (m \pm \Delta m) \log r + (c \pm \Delta c), \quad (2.4)$$

waar  $D_0$  die dosis is, gekorrigeer vir verval na die verwysingsdatum,  $m$  en  $c$  regressiekoëffisiënte en  $\Delta m$  en  $\Delta c$  die standaardfoute in  $m$  en  $c$  onderskeidelik is. Dus kan uit vgl. (2.4) die blootstellingsdosis op enige afstand  $r$  binne die gebied 20 tot 90 cm vanaf die bron bereken word.

## 2.3 RESULTATE

### 2.3.1 Metings met die ronde tafel in posisie

Opsommende resultate van die metings op die ronde tafel word in

Fig. 2.4 Die verband tussen  $D_0$  en  $r$  met die bron en ionisasiekamer 9 cm bo die tafel. Die ionisasiekamer beweeg horisontaal.

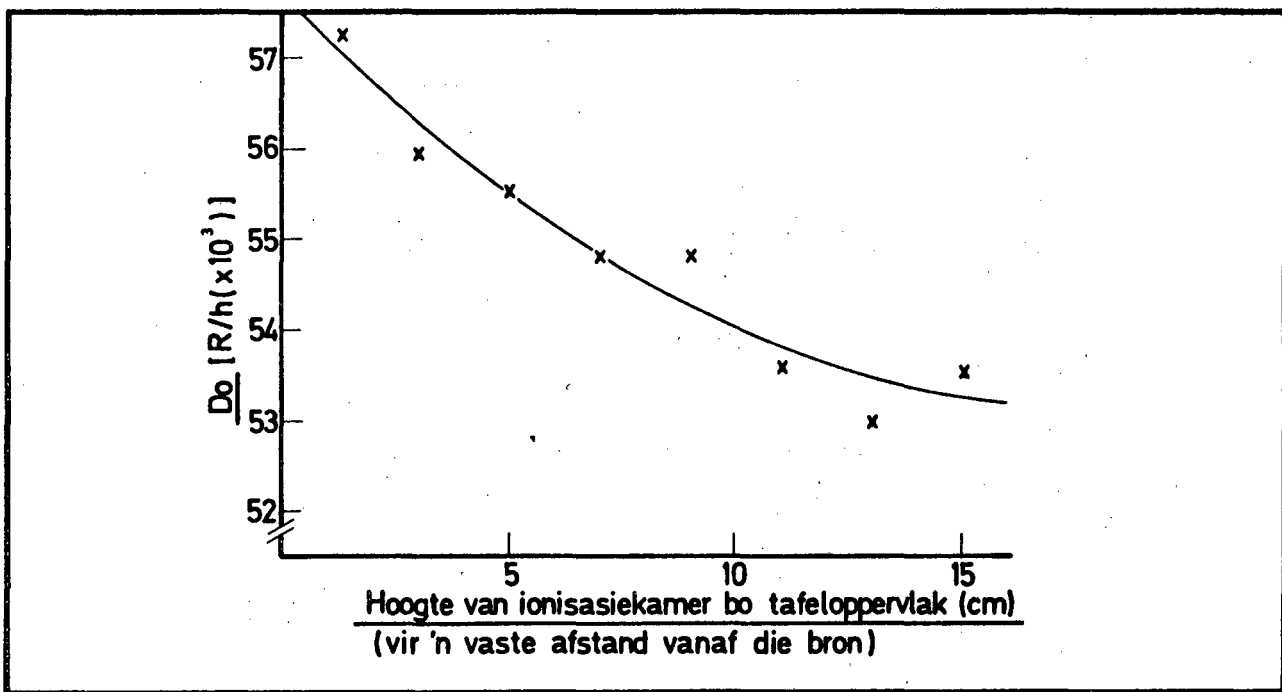
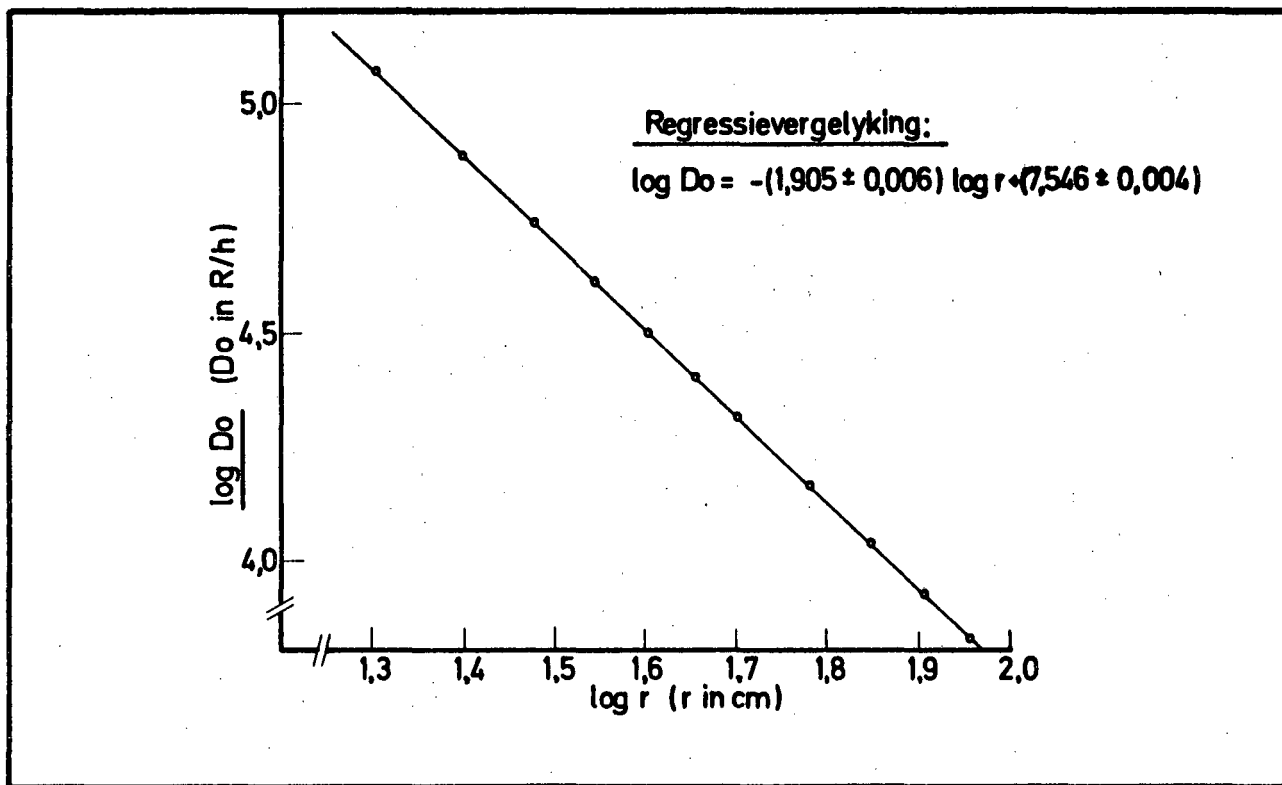


Fig. 2.5 Invloed van verstrooiing vanaf die tafel- en vloeroppervlak.

Tabelle 2.1, 2.2 en 2.3 weergegee vir die stelle metings (i), (ii) en (iii) soos in afdeling 2.2.1 aangedui. 'n Tipiese kromme van  $\log D_0$  teen  $\log r$  word in Fig. 2.4 gegee. Die reguitlyn dui aan dat verstrooiing vanaf die mure nie merkbaar die bestralingsgebied (tot 'n straal van 90 cm) rondom die bron beïnvloed nie.

TABEL 2.1

Regressiekoëffisiënte van  $\log D_0$  teen  $\log r$  op ronde tafel met bron en dosimeter op dieselfde hoogtes bokant die tafelloppervlak.

Hoogte bo tafel- oppervlak (cm)	REGRESSIEKOEFFISIËNTE			
	m	$\Delta m$	c	$\Delta c$
1,3	- 1,955	0,022	7,633	0,014
3,0	- 1,923	0,002	7,594	0,002
5,0	- 1,908	0,002	7,563	0,002
7,0	- 1,889	0,004	7,521	0,002
9,0	- 1,905	0,006	7,546	0,004
11,0	- 1,911	0,004	7,553	0,003
13,0	- 1,908	0,003	7,544	0,002
15,0	- 1,910	0,004	7,543	0,003



TABEL 2.2

Regressiekoëffisiënte van  $\log D_0$  teen  $\log r$  op ronde  
 tafel met bron vas op 5 cm bo tafeloppervlak en  
 dosismeterhoogte wat varieer

Hoogte bo tafel- oppervlak (cm)	REGRESSIEKOËFFISIËNTE			
	m	$\Delta m$	c	$\Delta c$
1,3	- 1,923	0,005	7,598	0,003
3,0	- 1,908	0,002	7,566	0,002
5,0	- 1,908	0,002	7,563	0,002
7,0	- 1,888	0,003	7,525	0,002
9,0	- 1,894	0,002	7,536	0,001
11,0	- 1,889	0,002	7,520	0,002
13,0	- 1,873	0,003	7,490	0,002
15,0	- 1,878	0,003	7,502	0,002
17,0	- 1,862	0,005	7,464	0,003

TABEL 2.3

Regressiekoëffisiënte van  $\log D_0$  teen  $\log r$  op ronde  
 tafel met brôn vas op 9 cm bo tafelloppervlak en  
 dosimeterhoogte wat varieer

Hoogte bo tafel- oppervlak (cm)	REGRESSIEKOËFFISIËNTE			
	m	$\Delta m$	c	$\Delta c$
1,3	- 1,894	0,005	7,534	0,003
3,0	- 1,894	0,002	7,535	0,001
5,0	- 1,904	0,003	7,552	0,002
7,0	- 1,901	0,002	7,547	0,001
9,0	- 1,903	0,003	7,544	0,002
11,0	- 1,912	0,003	7,563	0,002
13,0	- 1,899	0,003	7,538	0,002
15,0	- 1,897	0,002	7,534	0,001
17,0	- 1,891	0,003	7,521	0,002
19,0	- 1,879	0,002	7,490	0,001
21,0	- 1,883	0,005	7,500	0,003
23,0	- 1,855	0,009	7,444	0,005
25,0	- 1,844	0,012	7,420	0,007

Verstrooiing vanaf die vloer- en tafeloppervlak lei egter tot 'n vermeerdering in dosis, soos duidelik blyk uit Fig. 2.5. Vir hierdie metings was die bron vas op 5 cm bokant die tafel (25 cm bokant vloer), terwyl die ionisasiekamer vertikaal op 'n vaste afstand 30 cm vanaf die bron beweeg is.

### 2.3.2 Isodosiskrommes met bron op maksimum hoogte bokant die vloeroppervlak (Tafel verwyder)

Isodosiskrommes (d.w.s. 'n kromme wat gelykwaardige dosisse aandui) word onder meer gebruik vir die ontwerp van hemisferiese bestralingskomme. Dit vereenvoudig die bestraling van 'n groot aantal monsters, soos aartappels of vrugte wat bestraal moet word, aangesien hulle dan rondom die bron teen die wande van die bestralingskom uitepak kan word. 'n Tipiese isodosiskromme vir 10 kR/h word in Fig. 2.6 weergegee.

Dit is insiggewend en noodsaaklik om kennis te neem van die afskermende invloed wat die loodsuier bo die bron het op die dosisdistribusie op 'n sekere vertikale hoogte bo die vloeroppervlak. In Fig 2.7 word die verband tussen  $\log D_0$  en  $\log r$  met die ionisasiekamer wat horisontaal op 'n hoogte van 35 cm bokant die bron (133 cm bokant die vloer) beweeg, aangetoon. Afwyking van die reglynige verband tree in by  $\log r \approx 1,725$ , dit wil sê by ongeveer 53 cm vanaf die bron.

### 2.3.3 Standaardlesings in die bestralingskamer

Gewoonlik word, tesame met die kontrolering van die werking van die

Fig. 2.6 Isodosiskromme vir 10 000 R/h.

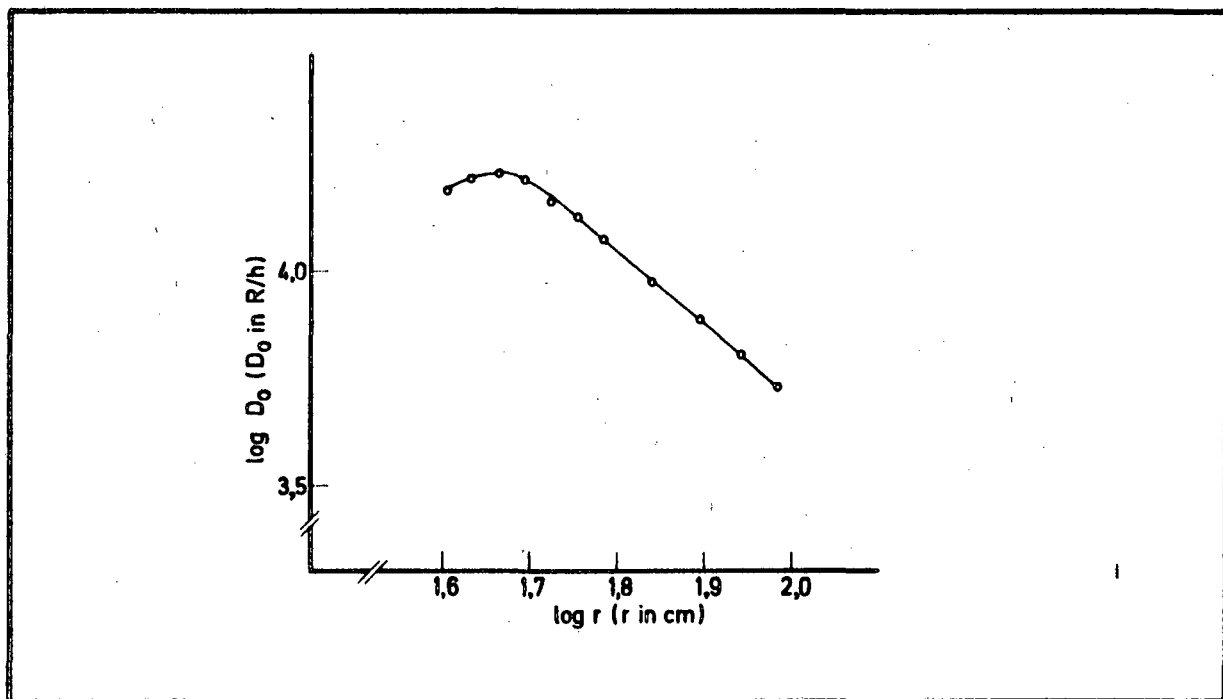
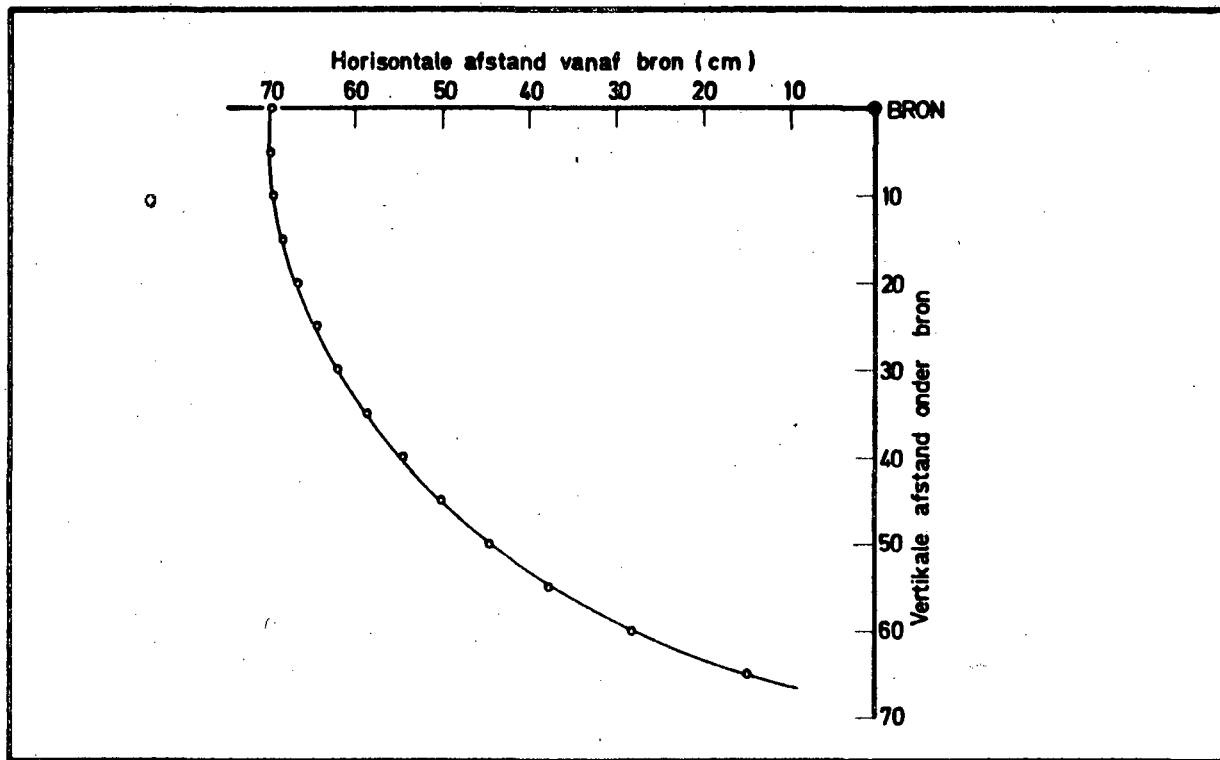


Fig. 2.7 Die afskermende invloed van die loodsuier.

dosimeter soos in afd. 2.2.3 (ii) beskryf, ook 'n lesing met bron en ionisasiekamer op maksimum hoogte en met  $r = 60$  cm geneem. 'n Gemiddelde en standaardafwyking is op 59 sulke waarnemings bereken en 'n waarde van  $4870 \pm 46$  Rhm op 18 Maart 1970 (N.I.V.V. referensiedatum) is verkry. Indien hierdie waarde vir verval tot 25 November 1969 (datum van die vervaardigers se spesifikasies) gekorrigeer word, word 'n waarde van  $5072 \pm 48$  Rhm verkry. Dit is ongeveer 700 Rhm laer as die waarde van 5736 Rhm deur die vervaardigers aangegee, maar moet grotendeels toegeskryf word aan die staalomhulsel waarin die bron aan die afskermende loodsuier vasgeskroef is.

#### 2.4 PRAKTIESE TOEPASSING VAN DIE RESULTATE

Monsters met 'n groot verskeidenheid vorms en afmetings word in die eenheid bestraal. Enkele toepassings word kortliks bespreek.

Metings wat op die ronde horisontale tafel uitgevoer is met die bron vas op 9 cm bokant die tafelloppervlak, is gebruik om te bereken met watter persentasie die dosis op verskillende hoogtes sal afwyk van die dosis op dieselfde hoogte as die bron. Die resultaat word grafies in Fig. 2.8 aangetoon. Volgens hierdie figuur byvoorbeeld, sal die dosis wat aan 'n versameling monsters met hoogtes wat varieer tussen 'n minimum van 4 cm en 'n maksimum van 13 cm en op 'n afstand  $r = 25$  cm vanaf die bron opgestel is, hoogstens 2% afwyk van die dosis op 9 cm hoogte. Op 'n afstand van  $r = 90$  cm vanaf die bron, is die 'band' aansienlik verbreed, en kan monsters vanaf tafelloppervlak tot 'n hoogte van 20 cm bo tafelloppervlak, met 'n maksimum afwyking van 2% in die dosis bestraal word.

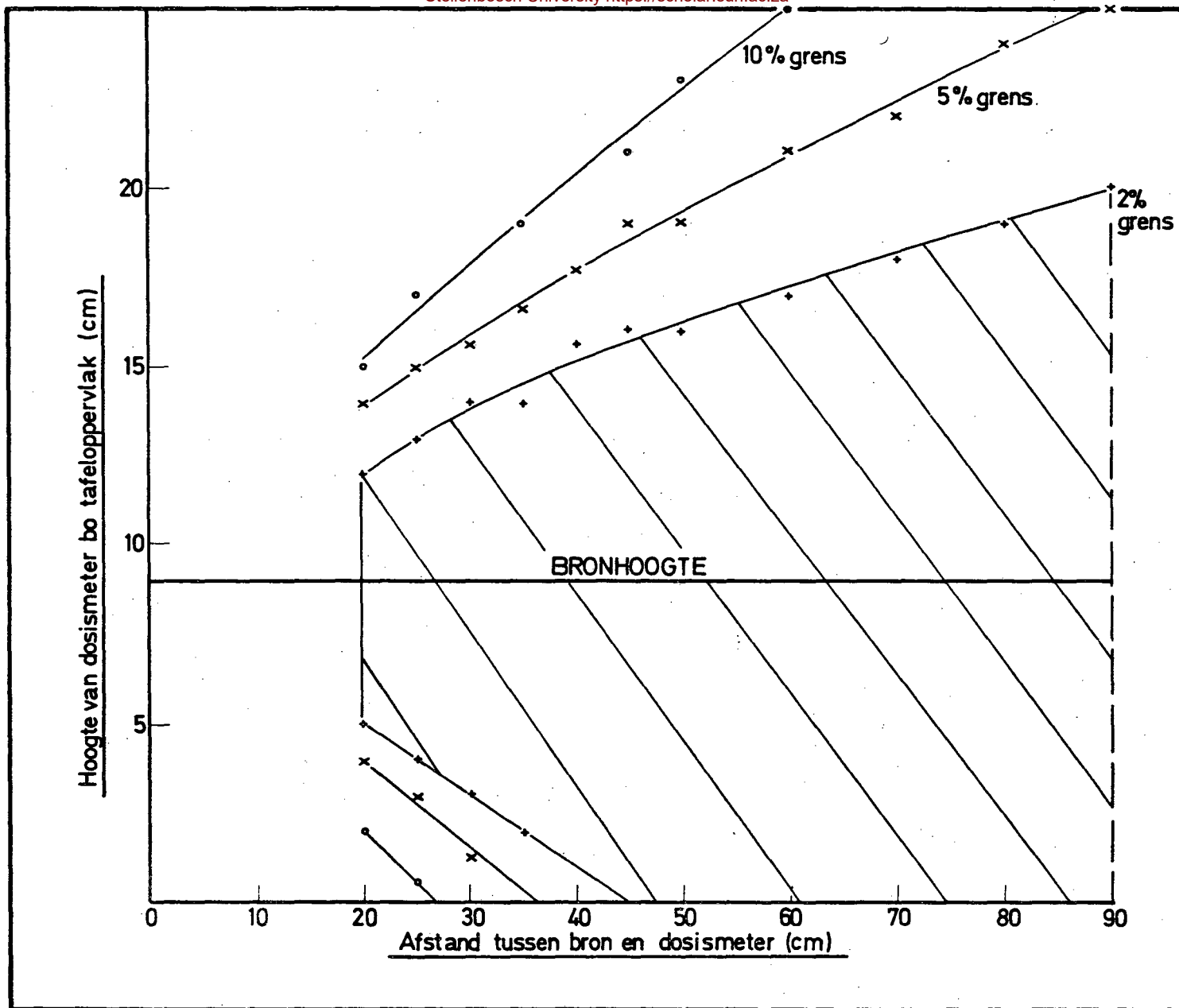


Fig. 2.8 Afwykings in die dosisdistribusie bokant die bestralingstafel met bron op 'n vaste hoogte van 9 cm bokant die tafeloppervlak.

Ten spyte van die feit dat die bron se afmetings relatief klein is (in sommige industriële fasiliteite word van groot plaatvormige bronne gebruik gemaak om 'n uniforme dosis te lewer) is dit uit Fig. 2.8 duidelik dat redelik uniforme dosisse tog verkry kan word. Hierdie is 'n baie nuttige en tydbesparende eienskap, aangesien selfs 'n 10% dosisvariasie by die bestraling van landboukundige monsters voldoende akkuraat is, veral waar 'n groot aantal monsters bestraal moet word.

In 'n onlangse bestralingseksperiment, byvoorbeeld, moes 1800 appelkoos-sade dosisse van tot 60 kR toegedien word. Op 40 cm vanaf die bron, is die bestralingstyd vir 'n dosis van 60 kR ongeveer 140 minute. Ongeveer 125 sade kan op 'n sirkel met straal 40 cm uitgepak word, en die bestralingstyd vir 1800 sade word dus baie lank. Deur egter van die 'band' wat hierbo beskryf is, gebruik te maak, kon die sade gelyktydig bestraal word deur dit in regop blikke te plaas wat radiaal op 40 cm rondom die bron gerangskik was. Die blikke met sade is ook na helfte van die bestralingstyd deur  $180^\circ$  geroteer.

## H O O F S T U K 3

### DIE KONTINUE GEDEELTE VAN DIE GAMMA-ENERGIESPEKTRUM VAN DIE $^{60}\text{Co}$ -BRON

- 3.1 Inleiding
- 3.2 Eksperimentele besonderhede
- 3.3 Verwerking van die resultate
- 3.4 Bespreking



## H O O F S T U K 3

### DIE KONTINUE GEDEELTE VAN DIE GAMMA-ENERGIESPEKTRUM VAN DIE $^{60}\text{Co}$ -BRON

#### 3.1 INLEIDING

Die kontinue gedeelte van die gamma-stralingspektrum van die kilocurie kobaltbron ontstaan vanweë interaksies tussen die primêre fotone en die atome van die bron en sy omhulsel. Die belangrikste interaksieproses is Compton-verstrooiing. Die foto-effek en paarvorming vind ook plaas, maar die bydraes is baie klein vir die energiegebied onder beskouing. Volgens attenuasie-koëffisiënte gegee deur Davisson (DA 65) vir 1 MeV gammastraling, is 99% van die attenuasieprosesse in koper Compton-verstrooiingsprosesse. Remstraling veroorsaak deur die Compton- en ander elektrone sal ook 'n bydrae lewer tot die kontinuum. 'n Direkte bevestiging vir die bestaan van so 'n kontinuum, is die feit dat verskeie isomeriese toestande in atoomkerne, soos byvoorbeeld,  $^{115}\text{In}$  en  $^{111}\text{Cd}$  (HA 54, VA 66, VE 69) opgewek kan word deur die isotoop in die direkte bundel van 'n  $^{60}\text{Co}$ -bron te plaas.

Die gedegradeerde spektrum van 'n  $^{60}\text{Co}$ -teleterapie-eenheid is reeds deur ander werkers bereken (CO 58) en op indirekte wyse met behulp van 'n NaI-sintillasiedetektor gemeet (SC 63). Die prosedure wat gebruik is, is in beginsel geheel en al verskillend van die metode wat hier beskryf word.

Direkte metings van die energiespektrum is onprakties vanweë die hoë intensiteit van die straling wat op die detektor inval. Indien sulke metings wel moontlik sou wees, byvoorbeeld op 'n soortgelyke bron met lae aktiwiteit, is die akkurate analise van die spektrum wat die detektor lewer 'n haas onbegonne taak, aangesien so 'n spektrum bestaan uit die superposisie van 'n baie groot aantal pieke, elk met 'n Compton-kontinuum, waarvan die breedtes en relatiewe hoogtes energie-afhanklik is.

Die resonansfluoresensie-effek in kerne is benut vir die metings wat hier beskryf word. Geskikte verstrooiers, wat die resonante kerne bevat, is beurtelings in die direkte  $^{60}\text{Co}$ -bundel geplaas en die resonante gamma-opbrengs vanaf die verstrooier by 'n vaste hoek met behulp van 'n Ge(Li)-detektor waargeneem. Deur vlakbreedtes, spins en hoekverdelingsdistribusies vir bepaalde energievlakke uit eksperimentele kerndata te aanvaar, kan die aantal energiegedegradeerde fotone wat per energie-eenheid per tydeenheid deur die bron uitgestraal word, vir 'n gegewe energie bereken word.

Daar bestaan slegs 'n beperkte aantal vlakke met energie laer as 1,33 MeV wat geskikte eienskappe vir resonansfluoresensie vertoon. Dit was moontlik om die energiegebied van 0,478 tot 1,265 MeV te dek deur fluoresensie waar te neem vanaf die volgende vlakke:

Nuklid	Energie van vlak (MeV)
$^7\text{Li}$	0,478
$^{63}\text{Cu}$	0,669
$^{45}\text{Sc}$	0,718
$^{65}\text{Cu}$	0,770
$^{63}\text{Cu}$	0,962
$^{27}\text{Al}$	1,013
$^{65}\text{Cu}$	1,115
$^{59}\text{Co}$	1,189
$^{35}\text{Cl}$	1,220
$^{31}\text{P}$	1,265

Die resultate van twee stelle metings wat op verskillende afstande vanaf die bron en ongeveer elf maande na mekaar uitgevoer is word nou aangebied.

### 3.2 EKSPERIMENTELE BESONDERHEDE

#### 3.2.1 Die Opstelling

Weens die hoë intensiteit van die bron en die beperkte ruimte in die bestralingskamer, is probleme aanvanklik ondervind met die plasing van die opstelling en die afskermingskonfigurasie, ten einde agtergrondstraling tot 'n minimum te beperk. Goeddeurdagte idees vir optimum afskerming het nie noodwendig altyd die gewenste praktiese resultaat tot gevolg gehad nie en derhalwe moes die optimum posisie van die loodafskerming in 'n groot aantal voorlopige eksperimente bepaal word.

'n Skaaldiagram van die opstelling word in Fig. 3.1 aangetoon. Straling afkomstig van die bron A val in op die plat sirkelvormige verstrooier B. Loodstene C kollimeer die straling afkomstig vanaf die bron na die verstrooier en die resonansverstrooide fotone word waargeneem deur 'n detektor by D, wat deeglik deur lood E afgeskerm is.

### 3.2.2 Elektronika

'n Ge (Li)-detektor met 'n aktiewe volume van  $20 \text{ cm}^3$ , gekoppel aan 'n voorversterker, is vir al die metings gebruik. Verskillende stelle elektronika is egter gebruik vir die twee reekse metings wat uitgevoer is:

#### (i) Vir die metings gedurende Julie 1970

Pulse vanaf die voorversterker is via 'n pulsopeenhopingsverwerper ('pile-up rejector'), lineêre versterker en voorspanningversterker ('biased amplifier') na 'n 512-kanaalanaliseerder gevoer. Hierdie sisteem was, ondanks groot temperatuurveranderinge in sy omgewing, baie stabiel en het verskuiwings van hoogstens een kanaal in 24 uur getoon. Die pulsopeenhopingsverwerper was onderhewig aan 'n baie fyn en relatief gekompliseerde instelling.

#### (ii) Vir die metings gedurende Junie 1971

Pulse vanaf die voorversterker is via 'n lineêre versterker en 'n voorspanningversterker na 'n 400-kanaalanaliseerder gevoer. Pulsopeenhopingver-

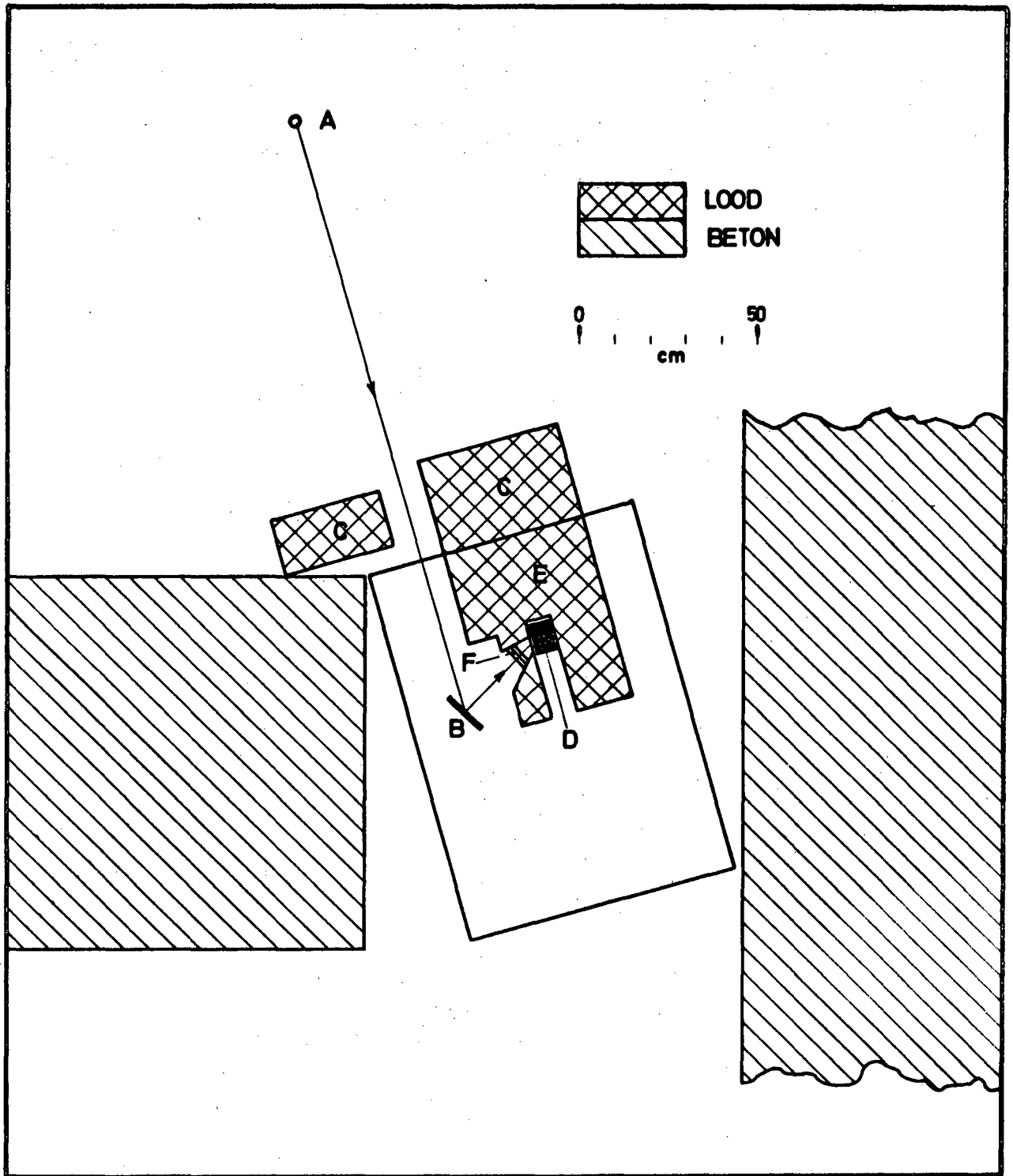


Fig. 3.1 Die eksperimentele opstelling. A is die bron, B die resonans-verstrooier, C die lood wat die  $\gamma$ -bundel kollimeer, D die detektor, E die detektorafskerming en F die loodplaatjies wat ongewenste lae energie straling atteneer.

werping en basislynherstelling is 'n ingeboude eienskap van die voorspanningversterker wat hier gebruik is en het dus geen eksterne instelling vereis nie. Hierdie opstelling was dus eenvoudiger as die wat in die vorige metings gebruik is.

Die elektronika was opgestel in die gang net buite die staaldeur wat na die doolhof en bestralingskamer lei (kyk na Fig. 2.1). Die groot padlengte vir straling deur die betonmure het dan die werksgebied van oormatige lekkasiestraling gevrywaar.

Die tweede stel metings is uitgevoer om as kontrole vir die eerste stel te dien.

### 3.2.3 Die resonansverstrooiers

Die afmetings en bybehorende materiaalkonstantes van die verstrooiers wat gebruik is word in Tabel 3.1 gegee. Al die verstrooiers was in die vorm van plat sirkelvormige skywe met 'n deursnit van hoogstens 12 cm, behalwe litium, wat weens sy hoë oksidasievermoë nie aan meganiese afwerking blootgestel is nie en in die vorm van 'n reghoekige blokkie van afmetings 7,5 x 7,7 x 2,5 cm was. Die koper en aluminium verstrooiers is uit metaalplate gesny en die chloorverstrooier het bestaan uit 'n skyf heksachlooretaan ( $C_2Cl_6$ ), wat met 'n beskermende laag plakband bedek was. Die fosfor, kobalt en skandiumoksied was in poeiervorm, en is in houers van dun karton of perspex geplaas.

TABEL 3.1

Besonderhede van die verstrooiers

Element of Verbinding	Struktuur	Straal (cm)	Dikte (cm)	Attenuasie-koëffisiënt (cm <sup>-1</sup> )
Litium	Solied	x	2,5	0,050
Koper	Solied	6,0	0,3	0,605
Aluminium	Solied	5,0	0,6	0,165
Heksachloro-etaan	Solied	3,75	2,17	0,119
Fosfor	Poeier	5,5	1,0	0,089
Kobalt	Poeier	6,0	1,0	0,163
Skandiumoksied	Poeier	5,5	1,0	0,072

\* Die litiumverstrooier het 'n reghoekige vorm gehad, soos in die teks beskryf word.

Die litiumverstrooier is met paraffienolie bedek en in 'n politeensakkie verseël. Die digthede van die verstrooiermateriale in poeivorm is in hul houers bepaal, terwyl digthede van die Cu, Al, C<sub>2</sub>Cl<sub>6</sub> en Li uit tabelle (H0 51) verkry en ook eksperimenteel gekontroleer is. Lineêre attenuasie-koëffisiënte is bereken uit data deur Conner et al. (C0 70).

### 3.2.4 Metings

Aangesien die deursnit vir resonansfluoresensie baie klein is in

vergelyking met ander verstrooiingsprosesse, is gepoog om agtergrondstraling tot 'n minimum te beperk. Nadat optimum afskerming van die detektor bewerkstellig is, was die grootste bydrae tot die totale agtergrondkontinuum, die elastiese en nie-elastiese verstrooide fotone vanaf die verstrooier self.

'n Aansienlike hoeveelheid vernietigingsstraling het ook die waarneming van fluoressensie-effekte by energieë laer as 0,511 MeV bemoeilik. Die lae energie komponente van die agtergrondkontinuum afkomstig vanaf die verstrooier is tot 'n groot mate ge-attenuëer deur loodskyfies (F in Fig. 3.1) met 'n totale dikte van 1,8 cm in die tapse kanaal na die detektor te plaas.

Die bron is opgeheys tot 'n vertikale hoogte van 51 cm bokant die vloeroppervlak, sodat die geometriese middelpunte van die bron, verstrooier en detektor in dieselfde horisontale vlak geleë was. Die verstrooiers is beurtelings in die direkte bundel geplaas. Afhangende van die statistiese akkuraatheid en meettyd beskikbaar, het opnametye per verstrooier gewissel van 10 tot 25 uur. Aangesien die totale teltempo's vir verskillende verstrooiers effens gevarieer het (hoofsaaklik te wyte aan die effektiewe aantal skyfelektrone per verstrooier), is die doeltreffendheid van die sisteem, vir 'n bepaalde energie, met behulp van standaardbronne vir die verskillende verstrooiers bepaal. So 'n ondersoek was noodsaaklik aangesien dooietydverliese en puls-oppeenhopingverwerping deur die elektronika variasies in die doeltreffendheid van die sisteem vir verskillende teltempo's tot gevolg kon hê. Omdat hierdie klein variasies in die doeltreffendheid nie die



verdere verwerking van die resultate noemenswaardig beïnvloed nie, kon 'n gemiddelde doeltreffendheidskromme as 'n funksie van energie in die analise van die resultate gebruik word. Die bepaling van die doeltreffendheidskromme word in afdeling 3.3.2 bespreek.

Metings is uitgevoer op verstrooiers wat die nukliedes  $^7\text{Li}$ ,  $^{45}\text{Sc}$ ,  $^{63}\text{Cu}$ ,  $^{65}\text{Cu}$ ,  $^{27}\text{Al}$ ,  $^{59}\text{Co}$ ,  $^{35}\text{Cl}$  en  $^{31}\text{P}$  bevat. Tipiese spektra vir die 0,77 MeV vlak in  $^{65}\text{Cu}$  en die 1,189 MeV vlak in  $^{59}\text{Co}$  word in Figure 3.2 en 3.3 onderskeidelik aangetoon.

In die energiegebied laer as 1,12 MeV is die resonanspieke gesuperponeer op 'n relatief hoë agtergrondkontinuum. Die grootste bydraes tot hierdie kontinuum word gelever deur (i) die Compton-kontinuum wat in die detektor ontstaan as gevolg van die 1,17 en 1,33 MeV fotone wat elasties vanaf die resonansverstrooier verstrooi word, (ii) elastiese verstrooiing vanaf die resonansverstrooier van die energie-gedegradeerde kontinuum wat deur die bron uitgestraal word, (iii) nie-elastiese verstrooiing vanaf die resonansverstrooier, (iv) energiegedegradeerde fotone vanaf die bestralingskamer se mure en vloer, asook van die detektorafskerming en (v) 'n groot hoeveelheid vernietigingstraling in die energiegebied 0,511 MeV en laer.

### 3.3 VERWERKING VAN DIE RESULTATE

'n Normaalverdeling is by die waargenome resonanspieke aangepas en die pieke is geïntegreer met behulp van 'n rekenaar om die resonansopbrengs  $Y_M$

### DIE 0,77 MeV VLAK IN $^{65}\text{Cu}$

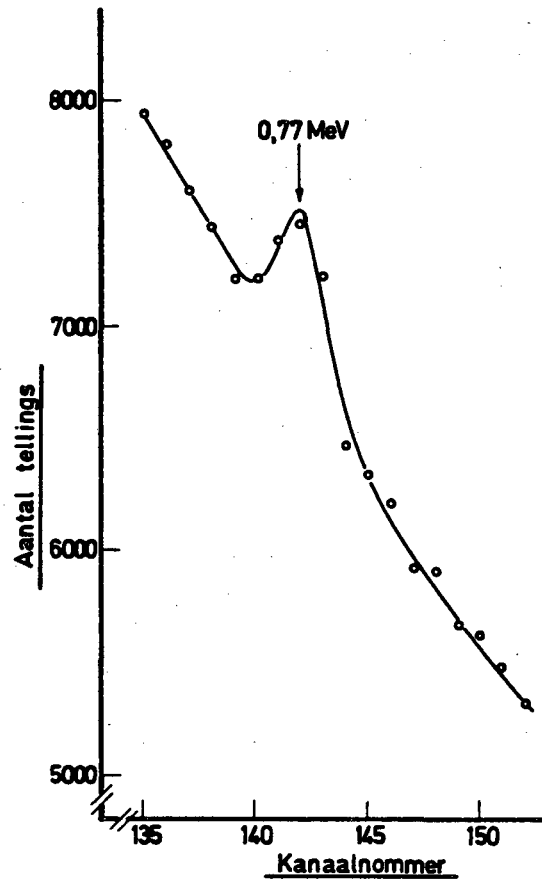


Fig. 3.2 Die resonanseffek vir die 0,77 MeV vlak in  $^{65}\text{Cu}$  waargeneem in die direkte  $^{60}\text{Co}$ -bundel.

### DIE 1,189 MeV VLAK IN $^{59}\text{Co}$

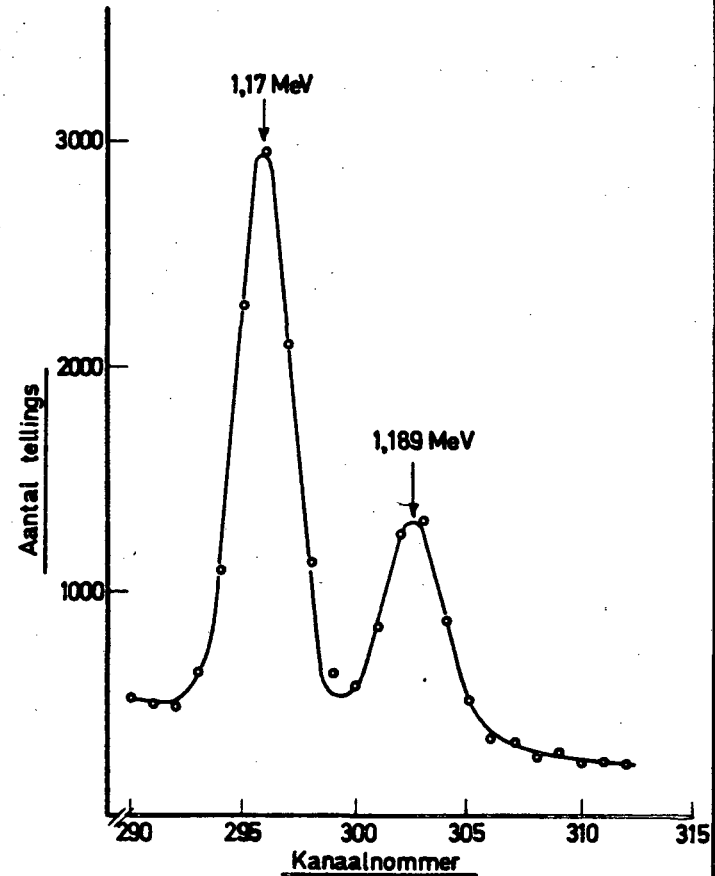


Fig. 3.3 Die resonanseffek vir die 1,189 MeV vlak in  $^{59}\text{Co}$  waargeneem in die direkte  $^{60}\text{Co}$ -bundel. Die 1,17 MeV piek is a.g.v. elastiese verstrooiing in die verstrooier.

deur die multikanaal geregistreer, asook die statistiese fout in die metings, te verkry. Die waargenome aantal tellings  $Y_M$  is hoofsaaklik te wyte aan resonansfluoresensie veroorsaak deur die straling van die korrekte energie afkomstig vanaf die  $^{60}\text{Co}$ -bron.

Die totale aantal tellings wat verkry is moet egter vir die volgende effekte gekorrigeer word:

### 3.3.1 Compton-verstrooiing in die resonansverstrooier

Die primêre fotone van energie 1,17 en 1,33 MeV wat op die resonans-verstrooier inval, word Compton-verstrooi in die verstrooier self en 'n aantal van hierdie fotone se energie word dus verminder tot die waarde van die resonansenergie  $E_r$ . Dieselfde gebeur ook met alle ander fotone met energiewaardes groter as  $E_r$  wat teenwoordig is in die kontinue spektrum uit die bron en wat op die verstrooier inval. Hierdie fotone met die resonans-energie lewer dus ook 'n bydrae tot fluoressensie in die verstrooier en moet dus afgetrek word van die totale aantal resonansverstrooide kwanta  $Y_T$  wat deur die verstrooier gestraal word. Dus, indien  $Y_0$  die resonansopbrengs as gevolg van energiekomponente uit die bron self is en  $Y_C$  die opbrengs is wat ontstaan as gevolg van Compton-verstrooiing in die resonansverstrooier, dan is

$$Y_T = Y_0 + Y_C \quad (3.1)$$

Die berekening van  $Y_C$  word in bylaag 2 beskryf.

### 3.3.2 Doeltreffendheid van die gammaspektrometer

Gestandaardiseerde  $^{22}\text{Na}$ ,  $^{137}\text{Cs}$ ,  $^{54}\text{Mn}$  en  $^{60}\text{Co}$  bronnetjies van intensiteit ongeveer 10  $\mu\text{Ci}$  en wat deur die IAEA (IA 70) voorsien word, is gebruik om die doeltreffendheid van die totale telsisteem te bepaal. Die bronne is afsonderlik by die geometriese middelpunt van die resonansverstrooier vasgeheg en in die direkte  $^{60}\text{Co}$  bundel getel tot 'n akkuraatheid van ongeveer 1%. Die opbrengs wat deur die multikanaal geregistreer is, is vervolgens vergelyk met die intensiteit van die kalibrasiebronnetjies, gekorrigeer vir verval. 'n Kromme van doeltreffendheid as 'n funksie van energie is opgestel waaruit die doeltreffendheidsfaktore  $f_D$  by verskillende energiewaardes verkry kan word.

### 3.3.3 Eindige grootte van die verstrooier

Vanweë die feit dat die verstrooier nie as 'n 'puntbron' beskou kan word nie, is 'n korreksie vir die eindige ruimtehoek wat die opening na die detektor by die verstrooier onderspan aangebring. Deur van die resultate van Jaffey (JA 54) gebruik te maak, kan die korreksiefaktor  $f_v$  tot 'n goeie benadering geskryf word as

$$f_v = \left[ G_p' - \frac{3}{16} b^2 \frac{a^2 z}{d^5} + \frac{5}{32} b^4 \frac{a^2 z}{d^9} \left( z^2 - \frac{3}{4} a^2 \right) \right] / G_p', \quad (3.2)$$

waar

$$G_p' = \frac{1}{2} \left[ \frac{a^2}{d(d+z)} \right]$$

In bostaande uitdrukking is  $z$  die loodregte afstand tussen die geometriese middelpunte van die opening na die detektor en die verstrooier,  $a$  is die straal van die sirkelvormige gat na die detektor,  $b$  is die straal van die sirkelvormige verstrooier en  $d = (a^2 + z^2)^{\frac{1}{2}}$ . 'n Tipiese waarde van  $f_v$  vir 'n verstrooier met deursnit 12 cm en op 'n afstand 24,7 cm vanaf die detektor is 0,96.

### 3.3.4 Korreksie vir hoekverdeling

Die hoekverdeling van die resonansverstrooide straling word in ag geneem deur die gemiddelde waarde van die hoekverdelingsfunksie  $W(\alpha)$  in alle rigtings, te deel deur die waarde van  $W(\alpha)$  by die verstrooiingshoek  $\alpha_m$  waarby die metings uitgevoer is. Die faktor  $f_w$  word gegee deur

$$f_w = \frac{\int_0^{2\pi} W(\alpha) d\alpha}{2\pi W(\alpha_m)} \quad (3.3)$$

waar  $W(\alpha) = \sum_{i=0,2,4} A_i P_i(\cos \alpha)$  is,  $P_i(\cos \alpha)$

Legendre polinome en  $A_i$  vanaf eksperimentele data deur ander werkers verkry is. Die waardes wat gebruik is verskyn in Tabel 3.2. Die waardes van  $f_w$  was ongeveer 1.

### 3.3.5 Die gekorrigeerde resultate

Die volgende uitdrukking is gebruik om die aantal fotone  $N(E_\gamma)_v$

wat per elektronvolt per sekonde op die verstrooier inval vir 'n gegewe energievlak te bereken:

$$N(E_r)_v = Y_0 \left[ \sec\theta \cdot k\Delta \sqrt{\pi} \int_0^D \sum_{m=0}^{\infty} \frac{(-kx\sec\theta)^m}{m! \cdot (m+1)^{\frac{1}{2}}} \exp \{-(u_1\sec\theta + u_2\sec\phi)x\} dx \right]^{-1} \quad (3.4)$$

waar alle simbole, behalwe  $Y_0$ , die betekenis het soos beskryf in afd. 1.3.2. In bostaande uitdrukking is  $Y_0$  die aantal resonansverstrooide gammakwanta wat per tydeenheid deur die verstrooier in alle rigtings gestraal word, nadat die korreksie vir Compton-verstrooiing in die resonansverstrooier aangebring is. Volgens vgl. (3.1) is  $Y_0 = Y_T - Y_C$ . Die berekening van  $Y_C$  word in bylaag 2 uiteengesit, terwyl  $Y_T$  die produk is van die resonansopbrengs  $Y_M$  (in impulse per sekonde) wat deur die multikanaal geregistreer word, die faktor  $f_D$  wat vir die doeltreffendheid van die sisteem by die betrokke energie korrigeer, die faktor  $f_v$  vir die eindige grootte van die resonansverstrooier en die faktor  $f_w$  wat die hoekverdeling van die verstrooide straling in ag neem. Die totale korreksie kan dus saamgevat word in die volgende uitdrukking:

$$Y_T = Y_M \cdot f_D \cdot f_v \cdot f_w \quad (3.5)$$

Die aantal fotone  $N(E_r)$  wat per elektronvolt per sekonde deur die bron uitgestraal word, word verkry deur  $N(E_r)_v$  te vermenigvuldig met 'n faktor wat die eindige ruimtehoek wat die effektiewe oppervlakte van die resonansver-

TABEL 3.2 Resultate vir die spektrummetings

Nuklid	Energie van die Toestand (MeV)	$\tau$ ( $\times 10^{-13}$ s)	Spins		A-koëffisiënte vir Hoekverdelings		$N(E_\gamma)$ ( $\times 10^8$ fotone/eV-s)		
			$J_0$	$J_1$	$A_2$	$A_4$	Julie 1970	Junie 1971	Gemiddeld
$^7\text{Li}$	0,478	1,5 (1)	3/2 (7)	1/2 (7)	x	x	1,05 $\pm$ 0,08	1,36 $\pm$ 0,09	1,18 $\pm$ 0,06
$^{63}\text{Cu}$	0,669	2,86 (2)	3/2 (7)	1/2 (7)	x	x	0,92 $\pm$ 0,30	0,97 $\pm$ 0,29	0,94 $\pm$ 0,21
$^{45}\text{Sc}$	0,718	1,2 (3)	7/2 (7)	5/2 (3)	0,022 (3)	0	0,48 $\pm$ 0,06	0,41 $\pm$ 0,05	0,44 $\pm$ 0,04
$^{65}\text{Cu}$	0,770	1,65 (2)	3/2 (7)	1/2 (7)	x	x	1,76 $\pm$ 0,30	1,61 $\pm$ 0,30	1,69 $\pm$ 0,21
$^{63}\text{Cu}$	0,962	9,02 (2)	3/2 (7)	5/2 (7)	0,8 (8)	0	1,77 $\pm$ 0,25	1,83 $\pm$ 0,17	1,81 $\pm$ 0,14
$^{27}\text{Al}$	1,013	20,2 (4)	3/2 (7)	5/2 (7)	0,02 (9)	0	0,83 $\pm$ 0,12	1,03 $\pm$ 0,21	0,88 $\pm$ 0,11
$^{65}\text{Cu}$	1,115	2,86 (2)	3/2 (7)	5/2 (7)	0,96 (10)	0,013 (10)	1,74 $\pm$ 0,18	1,45 $\pm$ 0,15	1,56 $\pm$ 0,11
$^{59}\text{Co}$	1,189	0,83 (5)	7/2 (5)	7/2 (5)	0,283 (11)	0	0,76 $\pm$ 0,02	0,46 $\pm$ 0,05	0,71 $\pm$ 0,02
$^{35}\text{Cl}$	1,220	1,32 (6)	3/2 (7)	1/2 (7)	x	x	0,24 $\pm$ 0,03	0,16 $\pm$ 0,03	0,20 $\pm$ 0,02
$^{31}\text{P}$	1,265	7,16 (12)	1/2 (7)	3/2 (7)	0,638 (12)	0	0,42 $\pm$ 0,03	0,32 $\pm$ 0,03	0,38 $\pm$ 0,02

x Isotrope hoekverdeling

Verwysings (1) : MO 63 (4) : VA 71 (7) : LE 68 (10) : BU 70  
 (2) : KA 71 (5) : KO 68 (8) : RO 60 (11) : BU 71  
 (3) : RU 71 (6) : HO 66 (9) : ME 60 (12) : LE 63

strooier by die bron onderspan, in ag te neem.

'n Samevatting van die gegewens in verband met die energievlakke en bybehorende kerndata, asook die waardes vir  $N(E_\gamma)$ , word in Tabel 3.2 verskaf. Foute in  $N(E_\gamma)$  is hoofsaaklik te wyte aan telstatistiek en tot 'n mindere mate aan korreksies vir Compton-verstrooiing in die resonansverstrooier.

### 3.4 BESPREKING

Van vgl. (3.4) is dit duidelik dat, afgesien van eksperimentele foute, die resultate geheel en al afhanklik is van beskikbare waardes vir  $r$ ,  $J_0$  en  $J_1$ , asook die hoekverdelingdistribusies, wat verkry is van data deur werkers wat in die verwysingslys aangegee word.

Die waardes vir die aantal fotone  $N(E_\gamma)$  wat per elektronvolt per sekonde deur die bron uitgestraal word as 'n funksie van gedegradeerde energie, word in Fig. 3.4 grafies aangetoon. Ter illustrasie van die reproduseerbaarheid van die metings wat op verskillende afstande vanaf die bron uitgevoer is, word die resultate van Julie 1970 en Junie 1971, gekorrigeer vir verval van die kobaltbron, in dieselfde figuur weergegee. Die foute in die resultate van koper en aluminium is relatief groot en is te wyte aan die klein sein-tot-agtergrondverhouding van die resonansopbrengs vir hierdie vlakke. 'n Geweegde gemiddelde is vir die twee afsonderlike stelle metings bereken en 'n geskatte kromme (vaste lyn in Fig. 3.4) deur die punte geteken. Berekening van die vlakbreedtes van stabiele isotope uit die vorm en intensiteit van bogenoemde spektrum word in 'n onderafdeling van hoofstuk 5 beskryf. Volgens



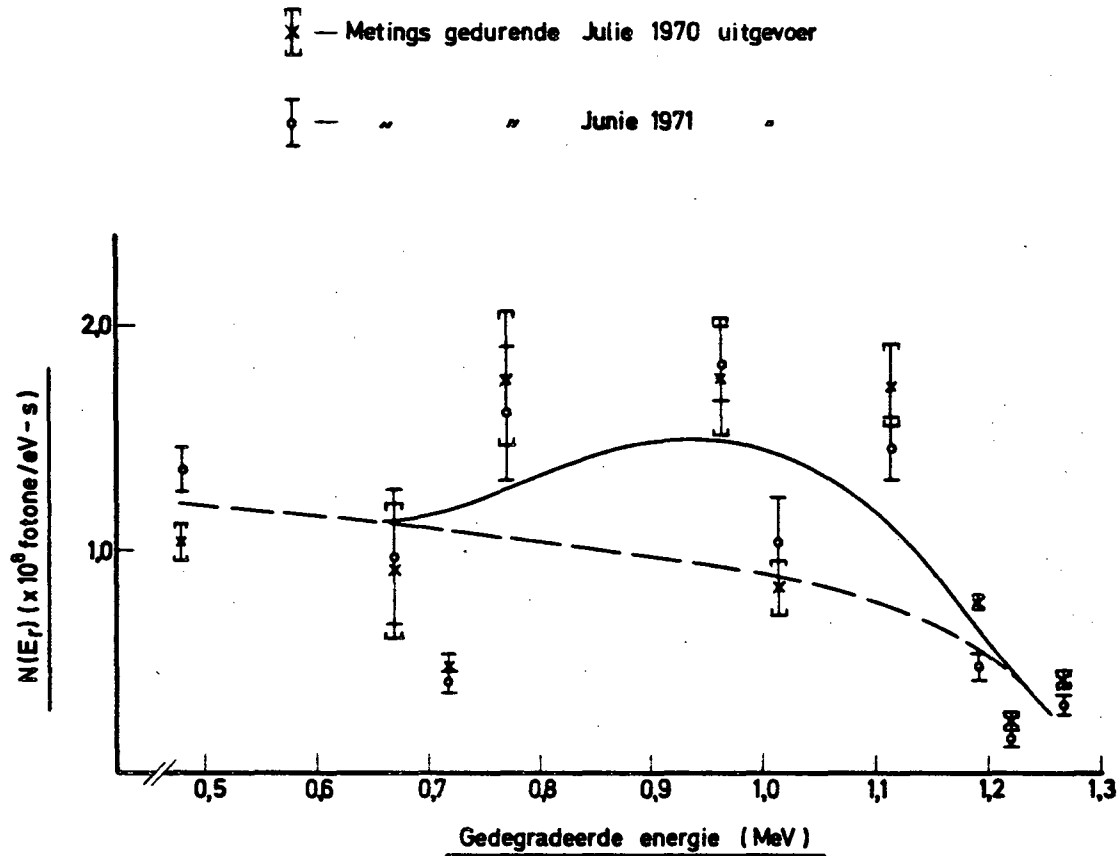


Fig. 3.4 Kromme wat die energiedegradeerde kontinuum van 'n eindiggroot  $^{60}\text{Co}$ -bron, wat in 'n staalomhulsel gemonteer is, aandui.

beskikbare waardes vir die vlakbreedte van die 0,99 MeV vlak in  $^{64}\text{Zn}$ , blyk dit dat die  $N(E_\gamma)$ -waardes vir die kopervlakke (0,77; 0,962 en 1,115 MeV) te hoog op die kromme lê. Aan die ander kant lê die waarde vir die 0,718 MeV vlak in  $^{45}\text{Sc}$  weer effens te laag, terwyl die waarde verkry vir die  $^{27}\text{Al}$  vlak, tussenin geleë is. Dus is 'n ander moontlike verloop van die kromme in Fig. 3.4, soos deur die stippelyn aangedui. Geen sistematiese fout kon in die spektrumberekenings bespeur word nie en gevolglik spruit 'n motivering vir die herhaling van leeftydsbepalings van bogenoemde vlakke hieruit voort.

Die resultate wat verkry is vir die intensiteit van die spektrum is ongeveer 'n faktor 3 groter as die waarde verkry deur Scrimger en Cormack (SC 63). 'n Direkte vergelyking van laasgenoemde resultaat met die huidige werk is egter nie sinvol nie, aangesien die afmetings van die bronne, soortlike aktiwiteit en die geometriese posisie van die onderskeidelike bronne tydens die metings nie dieselfde was nie. Alhoewel beide die bronne silinder-vormig was, was die afmetings van Scrimger en Cormack se bron 2,5 cm in deursnit en 0,65 cm dik, terwyl die bron vir die huidige metings 'n deursnit van 2,8 cm en 'n hoogte van 4,4 cm het en in 'n staalkapsule met gemiddelde dikte 0,6 cm gehuisves is. Ook van belang is die feit dat metings deur Scrimger en Cormack gemaak is ten opsigte van fotone wat in die rigting van die as van die silinder uitgestraal is (die gewone monterposisie van 'n teleterapiebron), terwyl die huidige metings uitgevoer is vir fotone wat loodreg op die as van die silinder uitgestraal word.

Vir dosismetings is dit van belang om die vorm van die energiespektrum

van die straling te ken omdat die dosisdistribusie deur 'n monster energie-afhanklik is, veral as die monster 'n groot digtheid het. Wanneer bestralings uitgevoer word is dit nodig om die resultate wat behaal is in ag te neem.

## H O O F S T U K 4

### EKSPERIMENTELE BEPALING

VAN DIE AANTAL 1,17 EN 1,33 MeV FOTONE  
WAT DEUR DIE  $^{60}\text{Co}$ -BRON UITGESTRAAL WORD

- 4.1 Inleiding
- 4.2 Uitdrukkings vir die berekenings
- 4.3 Die eksperiment
- 4.4 Resultate en bespreking

## H O O F S T U K 4

### EKSPERIMENTELE BEPALING

VAN DIE AANTAL 1,17 EN 1,33 MeV FOTONE  
WAT DEUR DIE  $^{60}\text{Co}$ -BRON UITGESTRAAL WORD

#### 4.1 INLEIDING

Die curie-inhoud van intense kobaltbronne word gewoonlik deur die vaardigers van sulke bronne bepaal met behulp van ionisasiekamers. Die dosistempo op 'n gegewe afstand vanaf die bron word gemeet en dan deur middel van omsettingsfaktore na curie omgerek (AC 70, RH 60). Verskeie faktore, soos byvoorbeeld, bydraes van verstrooide straling van die mure en die vloer van die bestralingskamer, lei egter tot onsekerhede. Die feit dat ionisasiekamermetings energie-onafhanklik is en die omsettingsfaktore bereken word met die veronderstelling dat die bron slegs 1,17 en 1,33 MeV kwanta uitstraal, bring, in die lig van die resultate wat in die vorige hoofstuk beskryf is, verdere onsekerhede mee.

Om 'n vollediger beeld te kry van die energieverdeling van die gammastraling wat deur die bron uitgestraal word, is dit nodig om die aantal fotone van energie 1,17 en 1,33 MeV wat per tydeenheid uitgestraal word, te bepaal. Vir hierdie doel is elastiese verstrooiing vanaf sommige verstrooiers wat in die vorige hoofstuk gebruik is, waargeneem. Ligte elemente

( $Z \leq 33$ ) is vir hierdie metings gebruik aangesien die differensiële deursnit vir elastiese verstrooiing vanaf sulke elemente meer akkuraat as vir swaar elemente bereken kan word en dieselfde verstrooiers as voorheen gebruik kon word.

## 4.2 UITDRUKKINGS VIR DIE BEREKENINGS

### 4.2.1 Die deursnit vir elastiese verstrooiing vanaf ligte atome

Uit die literatuur van die afgelope twintig jaar blyk dit dat die grootste gedeelte van die elastiese verstrooiingsmetings op die swaarder elemente, meesal lood en uraan, uitgevoer is. Slegs twee publikasies (BA 70, ST 62) kon opgespoor word waarin resultate van eksperimentele metings op ligter atome, te wete koper en aluminium, gegee word. Sulke eksperimentele gegewens is nodig om die akkuraatheid van die teoretiese uitdrukking te toets.

Die eerste beginsels in verband met Thomson- en Rayleigh-verstrooiing en die totale deursnit vir elastiese verstrooiing is in afdeling 1.4 bespreek. Vir die berekenings wat in hierdie hoofstuk uitgevoer word, moet die deursnit vir die verstrooiingsprosesse goed bekend wees. Indien aangeneem word dat in-fase-koherensie vir die Thomson- en Rayleigh-amplitudes geld (MO 50), dan is 'n uitdrukking vir elastiese verstrooiing  $(\frac{d\sigma}{d\Omega})_{el}$  vanaf ligte atome die volgende:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{el} = r_0^2 \left[ F + \frac{Z_m^2}{M} \right]^2 \left( \frac{1 + \cos^2 \alpha}{2} \right), \quad (4.1)$$

waar  $r_0 = 2,818 \times 10^{-13}$  cm (die klassieke elektronstraal) en  $F$  en  $\frac{Z_m^2}{M}$  die amplitudes vir Rayleigh- en Thomson-verstrooiing respektiewelik is, sonder inagneming van die verstrooiingshoek  $\alpha$ . Die amplitude vir Thomson-verstrooiing word as korrek vir die energiegebied onder beskouing aanvaar (BE 58). 'n Uitdrukking vir die Rayleigh vormfaktor  $F$  verskyn, byvoorbeeld, in artikels deur Lvinger (LE 52) en Brown en Woodward (BR 52) en dit word gegee deur

$$F = \frac{\sin(2\gamma \arctan Q)}{\gamma Q (1 + Q^2)^\gamma}, \quad (4.2)$$

waar  $\gamma^2 = 1 - B^2 Z^2$  en die momentumoordrag (in die notasie van Lvinger (LE 52)),  $Q = E/(Z B m_0 c^2) \sin \frac{\alpha}{2}$  is. In laasgenoemde uitdrukking is  $E$  die energie van die invallende foton,  $\alpha$  die hoek waardeur die foton elasties verstrooi word vanaf 'n atoom met atoomgetal  $Z$  en  $B = \frac{1}{137}$  die fynstruktuur-konstante.

Volgens Brown en Mayers (BR 57) is, vir die K-elektrone van kwik,  $F$  'n goeie benadering vir die amplitude vir polarisasieverandering van die fotone (spinflip). Laasgenoemde amplitude lewer ook in vergelyking met die amplitude vir geen spinflip, die grootste bydrae tot die deursnit by terugwaartse verstrooiingshoeke.

In Tabel 4.1 word die goeie ooreenstemming aangetoon tussen eksperimentele waardes wat uit die literatuur verkry is en waardes bereken deur vgl. (4.1). Uit Tabel 4.1 is dit ook duidelik dat Thomson-verstrooiing die oorwegende proses by elastiese verstrooiing vanaf ligte atome by groot verstrooiingshoeke en die energie onder beskouing is. Vir koper, byvoorbeeld, vir  $\alpha = 120^\circ$  en  $E = 1,33$  MeV, is die Rayleigh-amplitude ongeveer 3% van die Thomson-amplitude, terwyl dit vir aluminium slegs 0,2% is.

TABEL 4.1

'n Vergelyking van die eksperimentele en teoretiese deursnitte vir elastiese verstrooiing vanaf ligte atome by 'n energie van 1,33 MeV

Element	$\theta$ (grade)	Teoretiese ver- strooiings-amplitudes		$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_e$ ( $\times 10^{-30} \text{cm}^2/\text{sterad-atoom}$ )	
		$\frac{Z_m^2}{M}$	F	Eksperimenteel	Teoreties
Koper	90,0	$7,2 \times 10^{-3}$	$4,9 \times 10^{-4}$	$2,6 \pm 0,7^{(a)}$	2,35
				$2,0 \pm 0,5^{(b)}$	
	120,0	$7,2 \times 10^{-3}$	$2,3 \times 10^{-4}$	-	2,75
	124,5	$7,2 \times 10^{-3}$	$2,2 \times 10^{-4}$	$2,8 \pm 0,7^{(a)}$	2,89
Aluminium	90,0	$3,4 \times 10^{-3}$	$1,6 \times 10^{-5}$	$0,49 \pm 0,04^{(b)}$	0,47
	120,0	$3,4 \times 10^{-3}$	$0,7 \times 10^{-5}$	-	0,58

(a) - BA 70

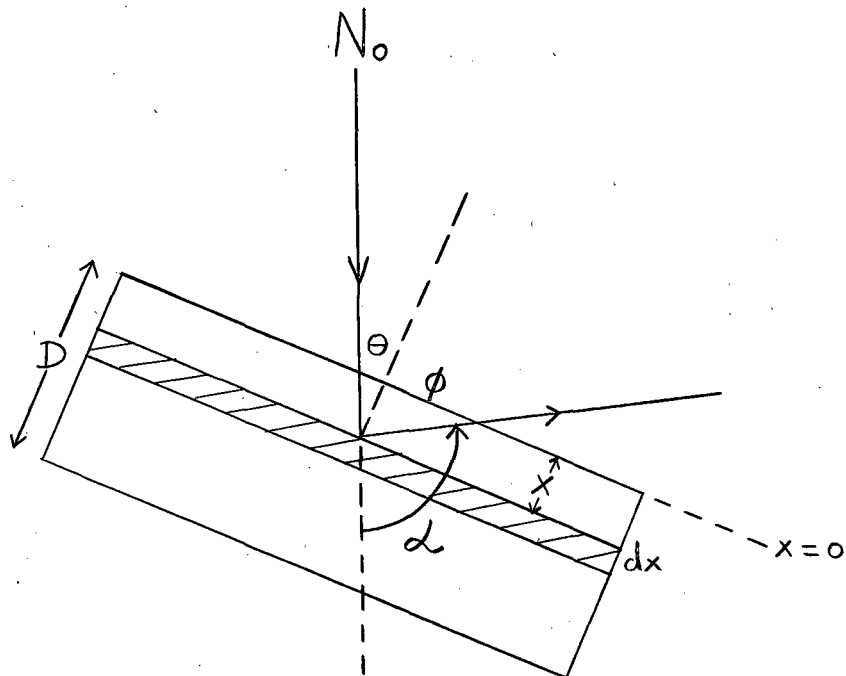
(b) - ST 62



Bogenoemde oorwegings bevestig dus dat indien aangeneem kan word dat die uitdrukking vir die amplitude vir Thomson-verstrooiing korrek is, klein afwykings in die vormfaktor benadering van die Rayleigh-amplitude geen noemenswaardige invloed op die totale deursnit vir elastiese verstrooiing vanaf ligte atome by groot verstrooiingshoeke en die energieë onder beskouing sal hê nie. Bowendien is die beskikbare eksperimentele metings ook in ooreenstemming met die teoreties berekende waardes.

#### 4.2.2 Die aantal elastiesverstrooide kwanta

Beskou 'n verstrooier met oppervlakte  $A$  en dikte  $D$  wat in die direkte  $^{60}\text{Co}$ -bundel opgestel is op 'n afstand  $r$  vanaf die bron en laat die elasties-verstrooide straling by 'n verstrooiingshoek  $\alpha$  waargeneem word. Die invalshoek  $\theta$  en die hoek  $\phi$  is soos aangedui in onderstaande figuur.



Laat  $N_0$  die totale aantal fotone wees wat per tydeenheid op die verstrooier inval. Die aantal fotone wat 'n element met dikte  $dx$ , op diepte  $x$  in die verstrooier bereik, word gegee deur

$$N_0 \exp(-\mu x \sec\theta),$$

waar  $\mu$  die lineêre attenuasiekoëffisiënt vir die invallende straling is. Volgens vgl. (1.2) word die aantal fotone  $V(x)dx$  wat deur die element  $dx$  per ruimtehoekeenheid elasties verstrooi word gegee deur

$$V(x)dx = N_0 \exp(-\mu x \sec\theta) \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{el} n dx \sec\theta,$$

waar  $n$  die aantal atome per  $\text{cm}^3$  van die verstrooiermateriaal is. Om die aantal fotone te verkry wat na verstrooiing die oppervlakte van die verstrooier bereik, moet 'n term  $\exp(-\mu x \sec\theta)$  nog bygevoeg word om voorsiening te maak vir verswakking van die uitgaande fotone. Om die totale aantal fotone  $N$  wat deur die verstrooier elasties verstrooi word te vind, moet bostaande uitdrukking vir  $V(x)dx$  oor die hele verstrooierdikte geïntegreer word. Aangesien  $N_0$  en  $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{el}$  konstant is vir 'n vaste verstrooiingshoek, kan hulle buite die integraalteken geskryf word, sodat

$$N = N_0 \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{el} n \int_0^D \exp\{-\mu(\sec\theta + \sec\phi)x\} dx \sec\theta,$$

$$\text{of } N = N_0 \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{el} n t, \quad (4.3)$$

waar  $t = \int_0^D \exp \{-\mu(\sec\theta + \sec\phi)x\} dx \sec\theta$  soms die effektiewe dikte genoem word. Indien  $n_a$  die aantal impulse is wat per tydeenheid as gevolg van elastiese verstrooiing deur die gammaspektrometer waargeneem word, kan, na aanleiding van vgl. (4.3) geskryf word dat

$$n_a = \frac{a A \cos\theta}{4\pi r^2} \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{el} n t \Omega_a \epsilon_a, \quad (4.4)$$

waar  $a$  die aantal fotone is wat per tydeenheid deur die bron uitgestraal word,  $\Omega_a$  die ruimtehoek wat die detektor by die verstrooier onderspan en  $\epsilon_a$  die doeltreffendheid van die gammaspektrometer (kyk na afdeling 3.3.2) is.

#### 4.3 DIE EKSPERIMENT

Die eksperimentele opstelling wat in afdeling 3.2.1 bespreek is, is vir hierdie metings gebruik. Die metings is tesame met die bepaling van die gedegradeerde energiespektrum gedurende Junie 1971 uitgevoer.

Plat sirkelvormige verstrooiers (kyk na afdeling 3.2.3) van arseen, koper, kobalt, sink, fosfor, aluminium en heksachloro-etaan is beurtelings in die direkte  $^{60}\text{Co}$ -bundel geplaas. Elastiesverstrooide fotone wat deur 'n hoek ( $\alpha$ ) van  $121^\circ$  verstrooi is, is waargeneem. Opnametye vir die versameling van die data het gewissel tussen 10 en 25 uur en die statistiese akkuraatheid was vir beide die opbrengste van die 1,17 en 1,33 MeV pieke beter as 3%.

#### 4.4 RESULTATE EN BESPREKING

Die waargenome spektra is met behulp van 'n rekenaar gepas en die oppervlaktes onder die pieke bereken om die elastiesverstrooide opbrengs en statistiese fout in die metings te vind. Die resultate van die metings word in Tabel 4.2 gegee. Dit stem onderling goed ooreen. Deur 'n gemiddelde waarde en standaardafwyking vir al die resultate in Tabel 4.2 te bereken, is waardes van  $(0,94 \pm 0,13) \times 10^{14}$  en  $(1,01 \pm 0,12) \times 10^{14}$  vir die aantal fotone van energie 1,17 en 1,33 MeV respektiewelik wat per sekonde deur die gemonteerde bron uitgestraal word verkry. Deur 'n geweegde gemiddelde van bostaande twee resultate te bereken, is 'n waarde van  $2643 \pm 238$  Ci vir die sterkte van die gemonteerde bron gedurende Junie 1971 verkry.

In die inleiding tot hierdie hoofstuk is melding gemaak van die feit dat die sterkte van 'n bron bereken kan word deur van ionisasiekamermetings gebruik te maak. In die loop van die dosismetings wat in hoofstuk 2 beskryf is, is etlike sulke metings op 'n vaste afstand vanaf die bron uitgevoer, met die ionisasiekamer in so 'n posisie gemonteer dat verstrooiing vanaf die omgewing tot 'n minimum beperk was. 'n Gemiddelde waarde en standaard-afwyking is uit 59 sulke metings bereken en nadat 'n vervalkorreksie aangebring is, is 'n waarde van  $4049 \pm 37$  Rhm verkry vir die dosistempo van die bron gedurende Junie 1971. Indien 'n waarde van 1,3 Rhm per Ci as 'n waarde vir die omsettingsfaktor (AC 70) aanvaar word, is die sterkte van die bron uit hierdie metings  $3115 \pm 29$  Ci. Hierdie resultaat is nie in ooreenstemming met die elastiese verstrooiingsmetings nie.

TABEL 4.2

Resultate vir elastiese verstrooiing vanaf verskillende verstrooiers  
by 'n verstrooiingshoek van  $121^{\circ}$

Element of Verbinding	Z	Totale aantal atome in verstrooier ( $\times 10^{24}$ )	$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{el}$ ( $\times 10^{-30}$ cm <sup>2</sup> / sterad-atoom)		<sup>a</sup> ( $\times 10^{14}$ fotone/s)	
			1,17 MeV	1,33 MeV	1,17 MeV	1,33 MeV
Arseen	33	2,439	3,696	3,496	0,84	0,91
Sink	30	1,198	3,166	3,042	1,06	1,12
Koper	29	3,194	2,894	2,792	0,84	0,92
Kobalt	27	3,339	2,475	2,406	0,76	0,89
Fosfor	15	1,603	0,799	0,795	1,13	1,19
Aluminium	13	2,981	0,582	0,580	0,97	1,03
Heksachloro- etaan	17	3,826	0,780	0,776	0,98	0,99

Die teenstrydigheid kan toegeskryf word aan die wyse waarop die omsettings-faktore bereken word. Sulke berekenings berus op die feit dat die bron nie afgeskerm is nie en ook dat dit slegs 1,17 en 1,33 MeV fotone uitstraal (BA 63, EV 55, RH 60). Vir die huidige opstelling van die bron sal 'n ander omsettingsfaktor gebruik moet word.

Volgens die vervaardigers was die totale curie-inhoud van die bron 5220 Ci op 25 November 1969. Met inagneming van die verval van  $^{60}\text{Co}$ , was dit 4256 Ci ten tyde van die metings wat hier beskryf is. Dus word  $3,149 \times 10^{14}$  fotone per sekonde van energieë 1,17 en 1,33 MeV deur die verval van  $^{60}\text{Co}$  in die bron gevorm. Volgens die elastiese verstrooiingsmetings is slegs  $1,95 \times 10^{14}$  fotone per sekonde met energieë 1,17 en 1,33 MeV uitgestraal, dit wil sê ongeveer 62% van die totale curie-inhoud. Die oorblywende 38% is dus deur interaksies met die bronmateriaal en omhulsel, verander na lae energie-fotone en hitte.

In hoofstuk 3 is die energiekontinuum wat deur die bron uitgestraal word, bepaal vir die energiegebied 0,478 tot 1,265 MeV. Aangesien waardes vir die energiegebied buite laasgenoemde energieë nie bekend is nie, is 'n gemiddelde waarde van  $10^8$  fotone/eV-s oor die gebied 0 tot 1,33 MeV bereken. Dit lewer  $1,33 \times 10^6 \times 10^8 = 1,33 \times 10^{14}$  energiedegradeerde fotone wat per sekonde deur die bron uitgestraal word, of ongeveer 42% van die totale curie-inhoud. Dit stem goed ooreen met die waarde van 38% wat hierbo genoem is. Die metings ten opsigte van die kontinuum, soos in die vorige hoofstuk beskryf, lewer dus realistiese waardes.

## H O O F S T U K 5

### LEEFTYE VAN DIE KERNENERGIETOESTANDE

- 5.1 Inleiding
- 5.2 Selfabsorpsie-eksperiment
- 5.3 Bepaling van  $N(E_r)_v$  deur elastiese verstrooiing
- 5.4 Leefitye van vlakke deur gebruik te maak van die kontinue energiespektrum van die  $^{60}\text{Co}$ -bron
- 5.5 Vergelyking van verskillende metodes en bespreking van resultate

## HOOFSTUK 5

### LEEFTYE VAN KERNENERGIETOESTANDE

#### 5.1 INLEIDING

In hoofstuk 3 is aangetoon dat kennis van vlakbreedtes (en dus gemiddelde leeftye) van kernenergietoestande belangrik is om die gedegradeerde energie-kontinuum in die spektrum van 'n  $^{60}\text{Co}$ -bron te bepaal. In die kernfisika is dit ook 'n belangrike parameter om kernmodelle te toets, sodat die eksperimentele bepaling van vlakbreedtes nodig en nuttig is.

In hierdie hoofstuk word drie metodes vir die bepaling van leeftye, wat gebaseer is op die waarneming van resonansfluoresensie, bespreek. In die volgende twee afdelings word twee metodes bespreek waarvolgens Compton-verstrooide gammastraling van varieerbare energie (CO 54, MO 63, TA 68) gebruik is om die leeftye van vlakke in stabiele nukliedes te bepaal. In afdeling 5.2 word 'n selfabsorpsie-eksperiment vir die bepaling van die leeftyd van die 0,99 MeV vlak in  $^{64}\text{Zn}$  beskryf. Afdeling 5.3 handel oor die waarneming van elastiese verstrooiing (hoofsaaklik Thomson en Rayleigh) deur lood om die spektrum van die Compton-verstrooide gammastraling wat op die resonansverstrooier inval, te bepaal. Hierdie gegewens oor die invallende spektrum is gebruik om die leeftye van die 0,99; 1,04 en 1,08 MeV vlakke in  $^{64}\text{Zn}$ ,  $^{66}\text{Zn}$  en  $^{68}\text{Zn}$  onderskeidelik, te bepaal.

Die derde metode word in afdeling 5.4 bespreek. Die kontinue energie-spektrum van die multicurie kobaltbron wat in hoofstuk 3 bepaal is, is aan-



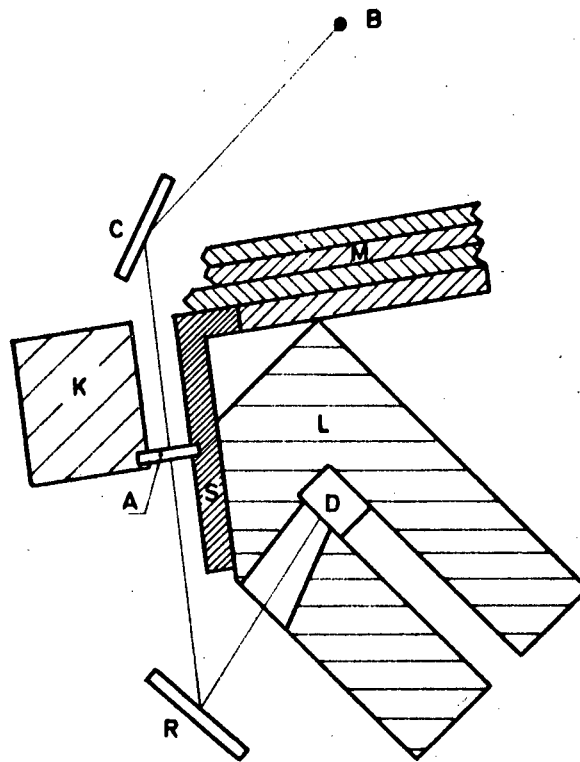
gewend om leeftyd van die bogenoemde drie vlakke in die sinkisotope asook die 0,865 en 1,075 MeV vlakke in  $^{75}\text{As}$  te meet.

## 5.2 SELFABSORPSIE-EKSPERIMENT

Die gemiddelde leeftyd van die 0,99 MeV vlak in  $^{64}\text{Zn}$  is bepaal deur van die selfabsorpsietegniek gebruik te maak. Soortgelyke metings op die sinkisotope is reeds uitgevoer deur die outeur self en ook ander werkers (KO 68, VI 69). Die metings is egter herhaal aangesien 'n beter detektor en bybehorende elektronika beskikbaar was vir die huidige metings. Dit was ook nodig om 'n betroubare waarde vir die leeftyd van hierdie vlak te kry ten einde 'n vergelyking te tref met resultate wat verkry is met metodes wat in afdelings 5.3 en 5.4 bespreek word.

### 5.2.1 Die eksperimentele opstelling

Die metings is uitgevoer met die radioterapie  $^{60}\text{Co}$ -bron (~3000 Ci) van die Karl Bremer-Hospitaal, Bellville, wat slegs gedurende naweke beskikbaar was. Weens die wyse waarop die bron by die N.I.V.V. opgestel is, die feit dat dit nie afgeskerm is nie en die ruimte beskikbaar om die bron, is besluit om die werk wat nou beskryf word liewer by die Hospitaal te doen, waar soortgelyke eksperimente deur ander persone uitgevoer word. Besonderhede van die opstelling word in Figuur 5.1 aangetoon. Straling vanaf die  $^{60}\text{Co}$ -bron B val in op 'n geelkoper Compton-verstrooier C. Die Compton-



## EKSPERIMENTELE OPSTELLING

- A Absorbeerder
- B  $^{60}\text{Co}$  Bron
- C Compton-verstrooier
- D Detektor
- K Lood
- L Loodomhulsel van detector
- M Loodmuur
- R Resonansverstrooier
- S Swaaraalooi

Fig. 5.1 Die eksperimentele opstelling wat by die Karl Bremer-Hospitaal gebruik is.

verstrooide straling, met energie wat afhang van die hoek waardeur dit verstrooi is (kyk na vgl. 3 in bylaag 2), word deur loodstene K en swaar allooï S gekollimeer. 'n Absorbeerder A word in die gekollimeerde bundel geplaas wat inval op die resonansverstrooier R. Die resonansverstrooide fotone word deur 'n  $50\text{ cm}^3$  Ge(Li) detektor D, wat deeglik deur loodblokke L afgeskerm is, waargeneem. Deur loodskyfies met 'n totale dikte van 0,5 cm in die tapse kanaal na die detektor te plaas, is ongewenste sagte agtergrondstraling ge-attenuëer.

### 5.2.2 Meetprosedure

Die prosedure wat gevolg is, is in wese identies aan die wat voorheen (VI 69) en ook reeds deur verskeie werkers (MO 63, RU 69) beskryf is en dit word dus nie hier volledig bespreek nie. Die energiespreiding in die Compton-verstrooide bundel by 'n verstrooiingshoek van  $24^\circ$ , was sodanig dat resonansverstrooide kwanta van die 0,99; 1,04 en 1,08 MeV vlakke in die sinkkerne gelyktydig in meetbare hoeveelhede waargeneem kon word. Die resonansverstrooier het uit 'n sinkblok, met afmetings 10 x 15 cm en 1,0 cm dik, bestaan. 'n Sinkblok met dikte 2,2 cm is as resonansabsorbeerder gebruik, terwyl die nie-resonansabsorbeerder uit nikkelplaatjies met 'n totale dikte van ongeveer 2 cm bestaan het. Die twee absorbeërs is in 'n transmissie-eksperiment aangepas om dieselfde elektroniese verswakking te lewer. Die resonans- en vergelykende absorbeërs is om die beurt vir

dieselfde tydsduur in die bundel tussen die Compton- en resonansverstrooier geplaas (Fig. 5.1).

Die volgende verstrooier-absorbeerder kombinasies is gebruik:

(i) Zn-verstrooier met 'n Zn-absorbeerder in posisie vir 'n totale meettyd van 20 uur om die resonansopbrengs  $Y_a$ , te verkry.

(ii) Zn-verstrooier met 'n Ni-absorbeerder in posisie vir 'n totale meettyd van 20 uur om die resonansopbrengs  $Y$ , te verkry.

Die uitdrukking vir die berekening van die vlakbreedte is soos volg (MO 63):

$$\frac{Y}{Y_a} = \frac{\int_0^D \sum_{m=0}^{\infty} \frac{(-kx \sec\theta)^m}{m!(m+1)^{\frac{1}{2}}} \exp\{-(\mu_1 \sec\theta + \mu_2 \sec\phi)x\} dx}{\int_0^D \sum_{m=0}^{\infty} \frac{\{-k(x \sec\theta + t)\}^m}{m!(m+1)^{\frac{1}{2}}} \exp\{-(\mu_1 \sec\theta + \mu_2 \sec\phi)x\} dx} \quad , (5.1)$$

waar  $t$  die dikte van die resonans-absorbeerder is en alle ander simbole die betekenis het soos beskryf in afdeling 1.3. Die bepaling van die leeftyd  $\tau$  uit vgl. (5.1) is met die rekenaar uitgevoer en die volgende prosedure is gevolg:

Verskillende  $k$ -waardes is in vgl. (5.1) ingestel en die integrasie is numeries uitgevoer om die ooreenstemmende  $Y/Y_a$ -waardes te lewer. 'n Kleinste

kwadrate passing van  $Y/Y_a$  as 'n funksie van  $k$  (wat deur 'n tweedegraadse polinoom benader kan word), is uitgevoer en die resulterende kromme is gebruik om 'n waarde vir  $k$  vanaf die eksperimentele waarde van  $Y/Y_a$  te verkry. 'n Rekenaarprogram vir die doel is ontwikkel. Uit die waarde van  $k$  volg dan die resultaat vir  $\Gamma$  en dus  $\tau$ .

### 5.2.3 Resultate

Die spektra wat verkry is word in Fig. 5.2 getoon. 'n Normaal-distribusie is by die eksperimentele punte aangepas met behulp van 'n rekenaar en die oppervlaktes onder die pieke is bereken om die opbrengste  $Y$  en  $Y_a$ , vir die vergelykende en resonansabsorbeërs onderskeidelik, te verkry. Geen selfabsorpsie kon vir die 1,04 en 1,08 MeV vlakke waargeneem word nie. Dit is moontlik die gevolg van die feit dat die selfabsorpsie-effekte vir hierdie twee isotope baie klein en die telstatistiek swak was. Die telstatistiek kon moeilik verbeter word weens die beperkte beskikbaarheid van die bron. Die lae teltempo is ook weer 'n gevolg van die relatief klein natuurlike voorkoms van die  $^{66}\text{Zn}$  en  $^{68}\text{Zn}$  isotope (27,81% en 18,57% onderskeidelik). Die 0,99 MeV vlak het 17,3% absorpsie gelewer. Die eksperimentele waarde van  $Y/Y_a$  was  $1,21 \pm 0,14$ . 'n Waarde van  $k = 0,13 \pm 0,08 \text{ cm}^{-1}$  is deur middel van vgl. (5.1) bereken, en hieruit is 'n waarde van

$$\tau = (1,9 \pm 1,2) \times 10^{-12} \text{ sekonde}$$

vir die leeftyd van die 0,99 MeV vlak in  $^{64}\text{Zn}$  bereken. Om die fout in die

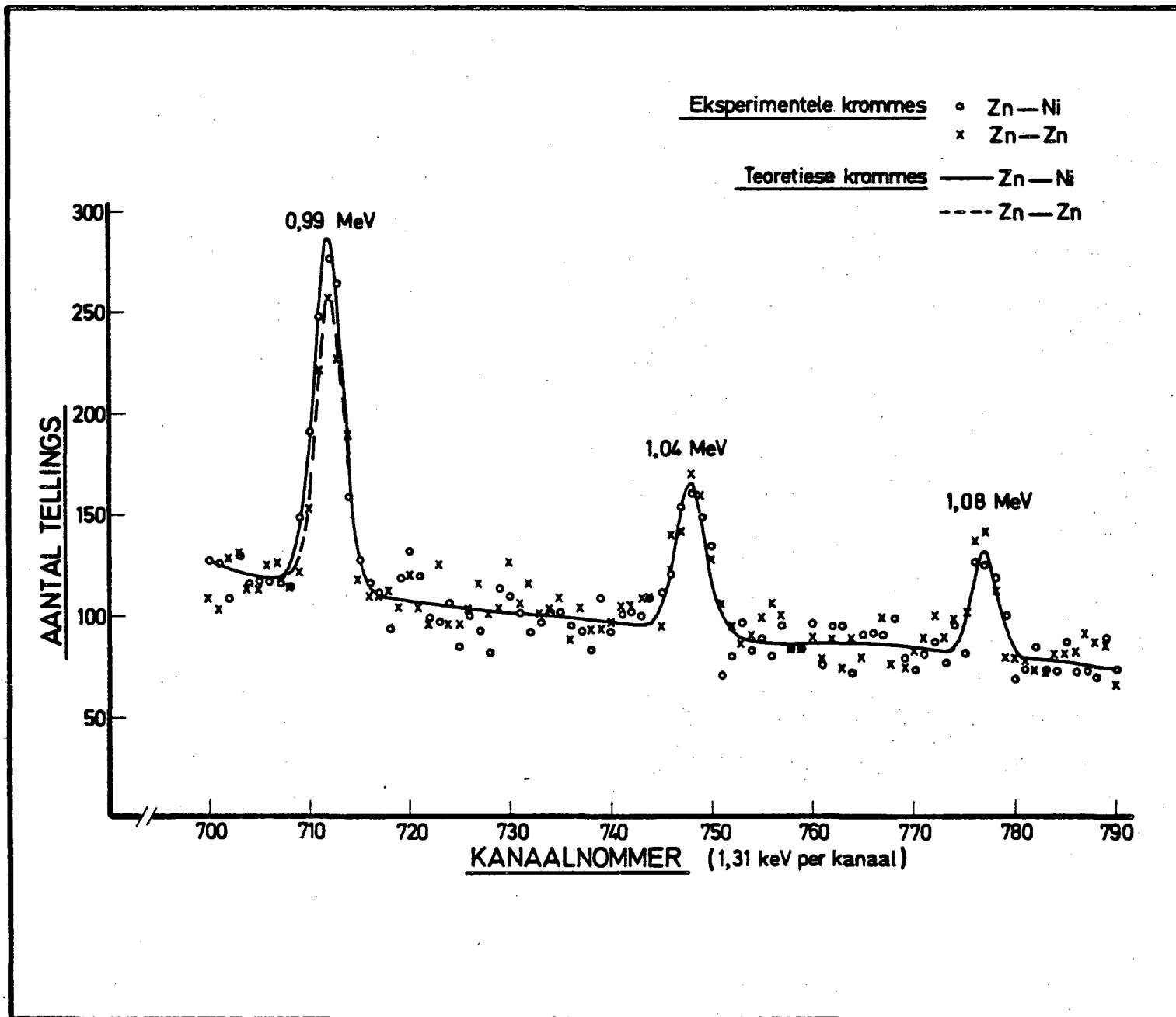


Fig. 5.2 Spektrum wat vir die selfabsorpsie-eksperiment met sink verkry is.

resultaat te verbeter sou aansienlik langer meertyd geverg het.

#### 5.2.4 Bespreking

Die selfabsorpsietegniek is baie gerieflik in die sin dat die hoeveelheid  $N(E_r)_v$ , vir die invallende spektrum, die doeltreffendheid van die detektor, ruimtehoekkorreksies, asook korreksies vir die hoekverdelingsdistribusie van die verstrooide straling nie bekend hoef te wees nie. Hierdie faktore kanselleer eenvoudig in die uitdrukking vir  $Y/Y_a$  uit. Die sukses van so 'n eksperiment hang egter grootliks af van die hoeveelheid selfabsorpsie wat verkry word. In baie gevalle is klein selfabsorpsie-effekte nie waarneembaar nie weens die swak sein tot agtergrond wat verkry word. Aanpassing van die absorbeerders ten opsigte van elektroniese effekte lewer ook onsekerhede. Beter selfabsorpsieresultate kan ook nie noodwendig verkry word deur dikker absorbeerders te gebruik nie, aangesien die resonansopbrengs weer hierdeur verminder word.

Bostaande probleme word aansienlik vererger deur die relatief klein natuurlike voorkoms van sekere isotope. Metings op vlakke in swaarder kerne het ook groter statistiese foute tot gevolg weens die hoër agtergrond wat ontstaan deur die groter deursnit vir ongewenste verstrooiingseffekte vanaf swaarder atome. Ander metodes moet dus gevind word om leeftye van vlakke wat klein absorpsie, dog meetbare fluoressensie-effekte lewer, te bepaal. In die volgende twee afdelings word sulke metodes beskryf.

### 5.3 BEPALING VAN $N(E_r)_v$ DEUR ELASTIESE VERSTROOIING

Indien die vorm en intensiteit van die Compton-verstrooide bundel akkuraat bepaal kan word, sal die probleme wat met selfabsorpsiemetings ondervind word grootliks uitgeskakel word. Die metings wat in die vorige hoofstuk beskryf is, het daartoe gelei dat pogings aangewend is om  $N(E_r)_v$  te bepaal deur die waarneming van elastiese Rayleigh- en Thomson-verstrooiing vanaf 'n lood-verstrooier.

Indien  $N(E_r)_v$  deur elastiese verstrooiingsmetings bekend en die hoek-verdelingsdistribusie van die resonansverstrooide fotone beskikbaar is, kan 'n waarde van  $k$  (en dus ook van  $\Gamma$  en  $\tau$ ) uit vgl. (1.11) bereken word.

Bepaling van die gemiddelde leeftye van die 0,99; 1,04 en 1,08 MeV vlakke in  $^{64}\text{Zn}$ ,  $^{66}\text{Zn}$  en  $^{68}\text{Zn}$  volgens hierdie metode word nou bespreek.

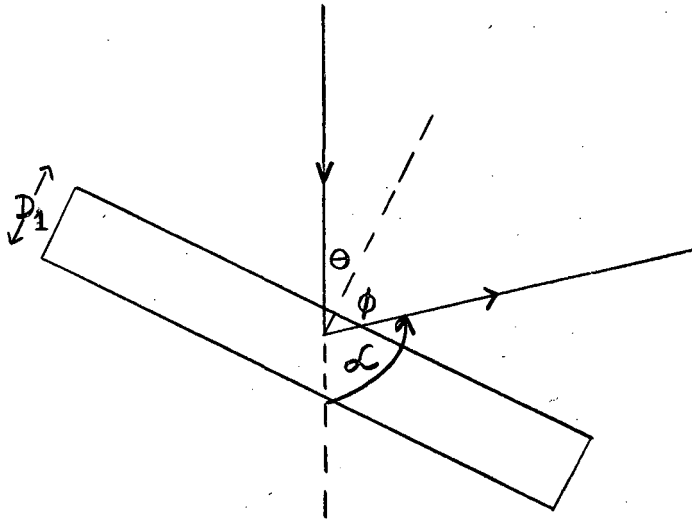
#### 5.3.1 Die eksperimentele opstelling

Die opstelling,  $^{60}\text{Co}$ -bron en detektor was identies aan die wat in die vorige afdeling bespreek is, behalwe dat die absorbeerder A nie gebruik is nie. Die totale dikte van die loodskyfies in die tapse kanaal na die detektor was nou 0,7 cm.

#### 5.3.2 Verband tussen vlakbreedte en aantal verstrooide kwanta

Beskou 'n sinkverstrooier, soos in onderstaande figuur aangetoon, met oppervlakte  $A$  en dikte  $D_1$  wat in die Compton-verstrooide bundel opgestel is.





Die resonansverstrooide opbrengs  $Y$  wat in alle rigtings deur die verstrooier gestraal word, word volgens vgl. (1.11) gegee deur

$$Y = N(E_r)_v \sec\theta \, k \, \Delta \, \sqrt{\pi} \int_0^{D_1} f \, dx, \quad (5.2)$$

waar  $f = \sum_{m=0}^{\infty} \frac{(-k \, x \, \sec\theta)^m}{m! (m+1)^{\frac{1}{2}}} \exp \{-(\mu_1 \sec\theta + \mu_2 \sec\phi)x\} dx$

en  $N(E_r)_v$  die aantal fotone is wat per energie-eenheid op die sinkverstrooier inval. Indien  $n_r$  die aantal fotone met resonansenergie  $E_r$  is wat per tyd-eenheid deur die gammaspektrometer waargeneem word, dan kan  $Y$  ook geskryf word as

$$Y = n_r \, f_{\alpha} \, \frac{4\pi}{\Omega_r \, \epsilon_r}, \quad (5.3)$$

waar  $f_{\alpha}$  die korreksie vir hoekverdeling van die gammastraling is wat in

afdeling 3.3.4 bespreek is,  $\Omega_r$  die ruimtehoek wat die detektor by die verstrooier onderspan en  $\epsilon_r$  die doeltreffendheid van die spektrometer is.

Laat nou 'n loodverstrooier, met dieselfde oppervlakte-afmetinge as die sinkverstrooier en met dikte  $D$ , die posisie van die sinkverstrooier inneem. Volgens vgl. (4.4), word die aantal elastiesverstrooide fotone  $n_c$  met energie  $E_r$  wat deur die gammaspektrometer waargeneem word, gegee deur

$$n_c = N(E_r)_v \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{el} n t \Omega_c \epsilon_c, \quad (5.4)$$

waar die simbole die betekenis het soos beskryf in afdeling 4.2.2.

Aangesien die sink- en loodverstrooiers dieselfde oppervlaktes het en in dieselfde geometriese posisies ten opsigte van die invallende bundel en detektor geplaas word, is  $\Omega_r = \Omega_c$ . Indien die relatiewe doeltreffendheid van die gammaspektrometer vir die sink- en loodverstrooiers dieselfde is, is  $\epsilon_r = \epsilon_c$ .

Deur van vergelykings (5.2), (5.3) en (5.4) gebruik te maak, word die volgende uitdrukking vir die aantal resonansverstrooide kwanta  $n_r$ , verkry:

$$n_r = \frac{n_c \sec\theta k \Delta \sqrt{\pi} \int_0^D f dx}{4\pi f_\alpha \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{el} n t}. \quad (5.5)$$

Metings word uitgevoer om  $n_r$  en  $n_c$  te verkry, terwyl die waardes vir alle

ander simbole, behalwe  $k$  en  $(\frac{d\sigma}{d\Omega})_{el}$ , bekend is of maklik bereken kan word.

Soos in afdeling 1.4 bespreek, is daar nog heelwat probleme in verband met die eksakte berekening van die deursnitte vir elastiese verstrooiing. Alhoewel 'n aantal eksperimentele metings vir die bepaling van elastiese deursnitte al onderneem is (BA 70, BE 58, DI 68, HA 70, HA 71, MU 64, SC 69, SI 66, ST 62), is dit slegs by 'n paar energiewaardes, hoofsaaklik 1,12; 1,17 en 1,33 MeV uitgevoer. Die probleem in die huidige werk is om 'n uitdrukking te vind waarvolgens elastiese verstrooiingsdeursnitte by ander energieë en verskillende verstrooiingshoeke gevind kan word, aangesien vergelyking (4.1) nie op swaar elemente van toepassing is nie.

'n Gerieflike uitdrukking wat gebruik is, is voorgestel deur Schumacher (SC 69). Volgens hom word die differensiële deursnit vir elastiese verstrooiing deur lood by terugwaartse hoeke tot 'n goeie benadering gegee deur

$$(\frac{d\sigma}{d\Omega})_{el} = r_0^2 |A_2|^2, \quad (5.7)$$

waar  $A_2 = \frac{1}{2} (\cos \alpha - 1) (F + \frac{Z_m^2}{M})$  en  $F$  gegee word deur vgl. (4.2). 'n Benaderde uitdrukking vir die differensiële deursnit vir elastiese verstrooiing vanaf lood word dus gegee deur

$$(\frac{d\sigma}{d\Omega})_{el} = \frac{r_0^2}{4} (\cos \alpha - 1)^2 (F + \frac{Z_m^2}{M})^2. \quad (5.8)$$

In Tabel 5.1 word aangetoon tot watter mate hierdie benadering (5.8)

TABEL 5.1

Eksperimentele en teoretiese waardes vir die differensiële deursnit vir elastiese verstrooiing vanaf lood

Energie (MeV)	Hoek (grade)	$(\frac{d\sigma}{d\Omega})_{el} (\times 10^{-28} \text{ cm}^2/\text{sterad-atoom})$	
		Eksperimenteel	Teoreties
0,662	90	$23,8 \pm 0,9$ (1)	21,3
	120	$17,8 \pm 0,7$ (1)	20,5
1,12	90	$2,17 \pm 0,17$ (2)	2,22
	124,5	$1,64 \pm 0,14$ (2)	2,14
1,17	90	$1,99 \pm 0,09$ (3)	1,82
	120	$1,50 \pm 0,07$ (3)	1,78
1,33	90	$1,20 \pm 0,11$ (2)	
		1,6 (4)	
		$1,08 \pm 0,06$ (5)	1,07
		$1,45 \pm 0,29$ (6)	
		$1,06 \pm 0,14$ (7)	
		$1,13 \pm 0,07$ (3)	
	120	$0,93 \pm 0,06$ (3)	
		$1,05 \pm 0,11$ (7)	1,11
		$0,94 \pm 0,06$ (5)	
	124,5	$0,94 \pm 0,09$ (2)	1,12

(1) : SC 69  
(2) : BA 70

(3) : DI 68  
(4) : BE 58

(5) : HA 70  
(6) : GO 57

(7) : ST 62

met die eksperimentele resultate van verskeie werkers vergelyk.

Die waardes van alle simbole behalwe  $k$  in vergelyking (5.5), is dus bekend. In die uitdrukking (5.5) is die vlakbreedte  $r$  vervat in  $k$ . Die faktor  $k$  is egter ook binne die integraalteken (kyk na vgl. (5.2)) en moet dus deur 'n iterasieproses verkry word.

### 5.3.3 Metings

Die direkte  $^{60}\text{Co}$ -bundel is deur 'n hoek van  $24^\circ$  Compton-verstrooi ten einde fotone te verkry met energieë vir die gelyktydige opwekking (kyk na afdeling 5.2) van die 0,99; 1,04 en 1,08 MeV vlakke in die sinkisotop. Die loodverstrooier is in die Compton-verstrooide bundel opgestel sodat die elastiesverstrooide fotone by 'n hoek van  $120^\circ$  waargeneem kon word met behulp van 'n  $50\text{ cm}^3$   $\text{Ge(Li)}$  detektor. 'n Opname van 12 uur is van die elastiesverstrooide spektrum gemaak en hierdie spektrum word in Fig. 5.3 getoon. Die sinkverstrooier is vervolgens in dieselfde geometriese posisie as die loodverstrooier geplaas, en 'n opname van 12 uur is van die resonansopbrengs gemaak. Hierdie spektrum word in Fig. 5.4 getoon. Standaardbronne is weer gebruik om te ondersoek of die doeltreffendheid van die sisteem merkbaar beïnvloed word deur teltempovariasies veroorsaak deur die lood- en sinkverstrooiers onderskeidelik. So 'n effek was nie merkbaar nie, moontlik weens die feit dat die teltempo's vir beide verstrooiers, alhoewel effens hoër vir die loodverstrooier, relatief laag was.

Fig. 5.3 Die elastiesverstrooide spektrum wat met die loodverstrooier verkry is.

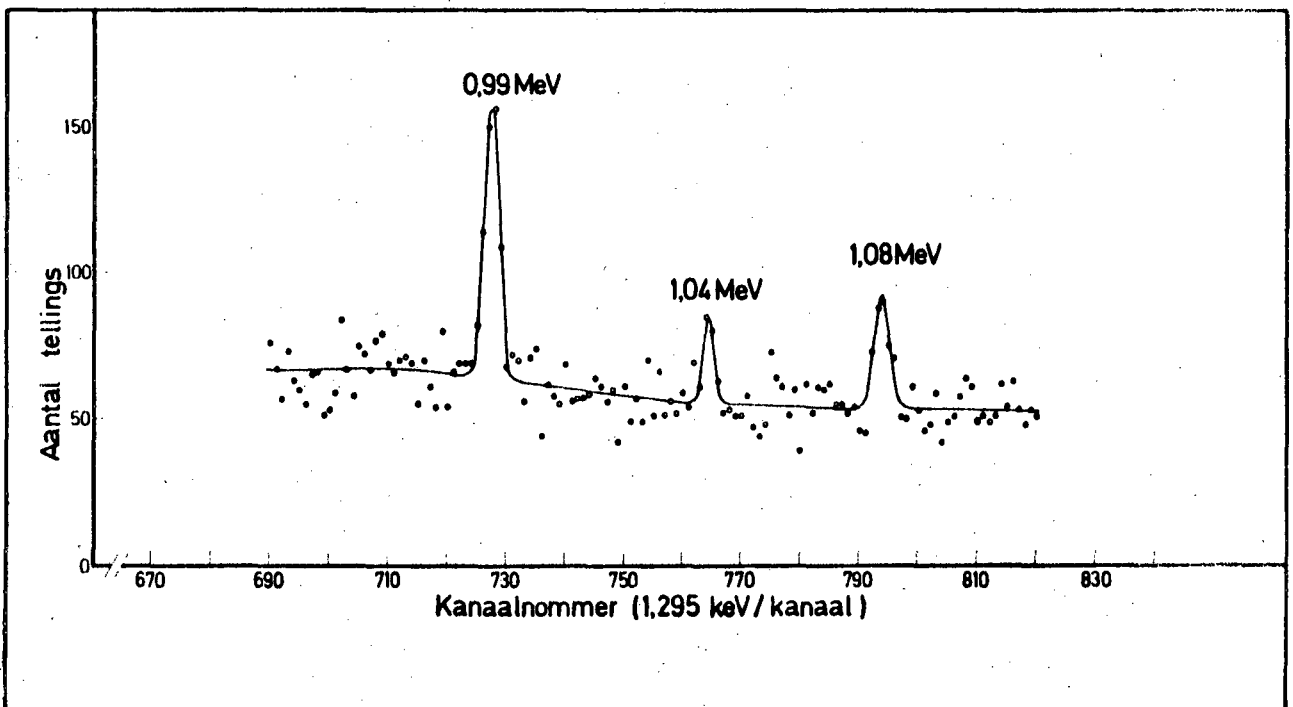
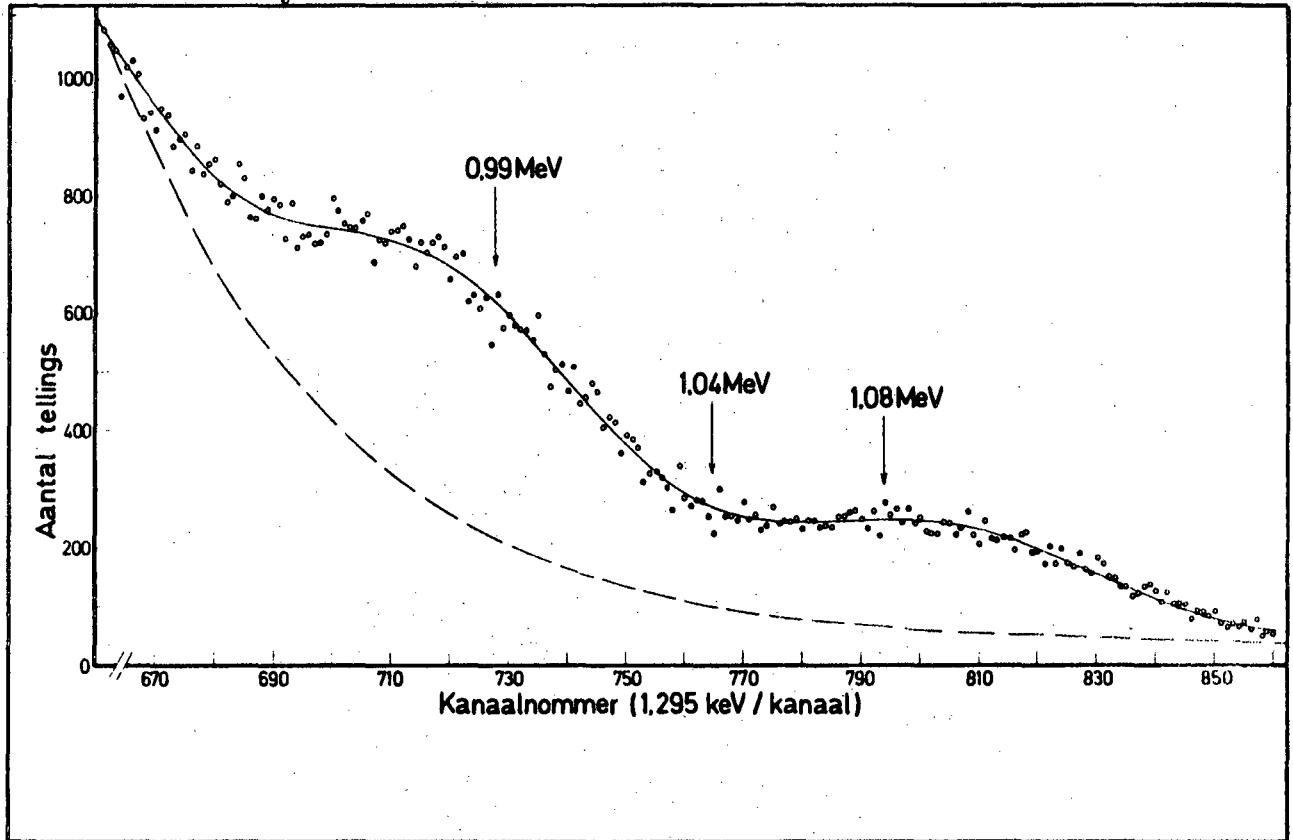


Fig. 5.4 Resonansfluorensensie in natuurlike sink.

### 5.3.4 Verwerking van die resultate

Ten eerste word bespreek hoe die aantal fotone  $n_c$  met die resonans-energie  $E_r$  wat per energie-interval per tydeenheid deur die gammaspektrometer waargeneem word, uit die elasties verstrooide spektrum verkry kan word. Die elasties verstrooide spektrum (kyk na Fig 5.3) vanaf die loodverstrooier bestaan uit 'n agtergrondkontinuum waarop die pieke as gevolg van elastiese verstrooiing van die Compton-verstrooide straling vanaf die  $^{60}\text{Co}$ -bron, gesuperponeer is. Aangesien die 1,17 en 1,33 MeV straling vanaf die  $^{60}\text{Co}$ -bron deur  $24^\circ$  Compton-verstrooi is, is die energieverdeling van die verstrooide fotone om ongeveer 0,98 en 1,09 MeV. Hierdie twee pieke van die Compton-verstrooide fotone is ongeveer 'n faktor 19 breër as standaard  $^{60}\text{Co}$ -pieke, soos waargeneem met die Ge(Li)-detektor en oorvleuel dus ook gedeeltelik. Hierdie energiespreiding kan tot 'n groot mate toegeskryf word aan die vorm van die Compton-verstrooier in die opstelling wat gebruik is. Die eindige grootte van die bron en geometrie van die opstelling speel ook 'n rol.

Die agtergrondkontinuum bestaan uit (i) fotone wat as gevolg van verstrooiingseffekte en remstraling in die loodverstrooier ontstaan, (ii) die kameragtergrond wat o.a. weens verstrooiing vanaf die vloer en mure van die bestralingskamer ontstaan.

Die eksperimentele punte (Fig. 5.3) word goed beskryf deur 'n funksie van die vorm

$$F = a \exp(-bx) + c + \sum_{i=1}^2 d_i \exp \left[ -\frac{(x - \bar{x}_i)^2}{2\sigma_i^2} \right], \quad (5.9)$$

waar  $F$  die aantal tellings wat vir 'n gegewe tydskuur versamel en  $x$  die kanaalnommer (wat direk eweredig aan die energie van die straling is), is. In hierdie uitdrukking word die agtergrondkontinuum voorgestel deur  $a \exp(-bx) + c$  en in Fig. 5.3 word dit deur die stippelyn aangetoon. Die vorm van die agtergrondkontinuum is 'n bron van onsekerheid in die berekenings, maar die resultaat wat vir die 0,99 MeV vlak behaal is (Tabel 5.3 en 5.4), gee vertroue in die berekenings. Die twee funksies binne die sommasieteken stel die twee Compton-verstrooide pieke voor. Die parameters  $a$ ,  $b$  en  $c$  is konstantes, terwyl  $d_i$  die hoogtes,  $\bar{x}_i$  die middelpunte en  $2,354 \sigma_i$  die breedtes by halfhoogte van die twee pieke onderskeidelik is.

Uit die waarde van die energiedispersie (1,295 keV/kanaal) en die verskil tussen die aangepaste kromme en die agtergrondkontinuum, volg die waarde vir  $n_c$  in terme van aantal fotone per keV per sekonde. Laasgenoemde metode vir die verkryging van  $n_c$  is goed indien die oplosvermoë van die detektor klein is in vergelyking met die energiespreiding van die bundel. Dit is ook gekontroleer deur 'n aantal pieke te sommeer en die resultaat te vergelyk met die spektrum wat gemeet is.

Die resonanspieke met die energieë 0,99; 1,04 en 1,08 MeV wat met die sinkverstrooier verkry is, word in Fig. 5.4 aangetoon. Die 1,04 MeV-toestand het die kleinste resonansopbrengs gelewer. Dit is te wyte aan die feit dat  $n_c$  toevallig relatief klein is by 1,04 MeV. Normaal distribusies is by die eksperimentele punte aangepas en die oppervlakte onder die pieke en die agtergrond bepaal om die resonansopbrengs  $n_r$  en die statistiese fout in die metings



te bereken. 'n Korreksiefaktor van 2,0 vir die hoekverdelingkorreksie  $f_{\alpha}$  is uit vgl. (3.3) bereken.

In Tabel 5.2 word waardes vir die leeftye  $\tau$  van die sinkisotope, tesame met die waardes vir  $n_r$ ,  $n_c$  en  $(\frac{d\sigma}{d\Omega})_{el}$  gegee. Die fout in  $\tau$  is bereken deur die statistiese foute in  $n_r$  en  $n_c$ , sowel as 'n fout van 15% in die berekende waarde van  $(\frac{d\sigma}{d\Omega})_{el}$  in ag te neem.

TABEL 5.2

Leefte van vlakke in  $^{64,66,68}\text{Zn}$  deur bepaling van die invallende spektrum met behulp van elastiese verstrooiing vanaf lood.

Nuklid	Energie van die Toestand (MeV)	$n_r$ ( $\times 10^{-3}$ fotone/s)	$n_c$ ( $\times 10^{-6}$ fotone/eV-s)	$(\frac{d\sigma}{d\Omega})_{el}$ ( $\times 10^{-28}$ cm <sup>2</sup> /sterad-atoom)	$\tau$ ( $\times 10^{-12}$ s)
$^{64}\text{Zn}$	0,99	14,2	7,1	3,54	$2,0 \pm 0,3$
$^{66}\text{Zn}$	1,04	3,3	3,0	2,91	$2,3 \pm 1,0$
$^{68}\text{Zn}$	1,08	5,7	3,3	2,48	$1,0 \pm 0,3$

### 5.3.5 Bespreking van die metode

Bostaande eksperimentele metode is relatief eenvoudig. Dit het die voordeel dat ruimtehoeke en absolute detektordoeltreffendhede nie in die berekenings voorkom nie. Sorg moet egter gedra word dat die teltempo's vanaf die twee verskillende verstrooiers nie tot so 'n mate verskil, sodat die

relatiewe doeltreffendheid van die gammaspektrometer as gevolg van sy intrinsieke oplostyd, noemenswaardig varieer nie. Dit word maklik gekontroleer deur 'n standaardbron met lae aktiwiteit, beurtelings aan die onderskeie verstrooiers in die Compton-verstrooide bundel, te heg. Die straling wat op die resonansverstrooier inval, ondergaan ook geen bykomstige verswakking nie, soos byvoorbeeld by selfabsorpsiemetings waar absorbeerders in die bundel geplaas moet word.

Tans word onsekerhede in die resultate hoofsaaklik veroorsaak deur die breedte van die elastiesverstrooide pieke en die vorm van die agtergrond-kontinuum, asook tot 'n mindere mate deur die beskikbare eksperimentele resultate vir die differensiële deursnit vir elastiese verstrooiing deur lood by verskillende energiewaardes en verstrooiingshoeke. By kleiner energiewaardes sal die waargenome pieke ook tot 'n groter mate oorvleuel. (Kyk na vgl. (3) in bylaag 2.)

Die vorm van die agtergrondkromme sal baie beter bepaal kan word indien die breedte van die pieke heelwat verminder kan word. Dit kan moontlik verwesenlik word deur 'n Compton-verstrooier met 'n geskikte vorm te gebruik. De Beer (DE 70) beskryf die ontwerp van 'n Compton-verstrooier in die vorm van 'n omwentelingsliggaam wat 'n energiespreiding van slegs 'n faktor van drie (by 288 keV) groter as 'n standaardpiek, soos waargeneem met 'n Ge(Li)-detektor het. Hierdie tipe verstrooier het egter die nadeel dat die Compton-verstrooiingshoek vas is en dus word 'n afsonderlike verstrooier vir elke energiewaarde benodig.

Die intensiteit van die elastiesverstrooide straling kan verhoog word deur gebruik te maak van verstrooiers met groter Z-waardes. Deur uraan in plaas van lood te gebruik, kan die intensiteit, byvoorbeeld, met 'n faktor van ongeveer twee verhoog word (HA 70), wat 'n beter sein-tot-agtergrond verhouding tot gevolg sal hê.

#### 5.4 LEEFTYE VAN VLAKKE DEUR GEBRUIK TE MAAK VAN DIE KONTINUE ENERGIESPEKTRUM VAN DIE $^{60}\text{Co}$ -BRON

In hoofstuk 3 is aangetoon hoe bekende leeftye van energietoestande in atoomkerne gebruik kan word om die kontinuum in die spektrum van 'n eindig groot  $^{60}\text{Co}$ -bron deur middel van die waarneming van resonansfluoresensie, te bepaal. Omgekeerd kan onbekende leeftye van vlakke wat die resonanseffek in meetbare hoeveelhede toon, bepaal word indien die spektrum bekend is. Leeftye van die 0,99; 1,04 en 1,08 MeV vlakke in  $^{64,66,68}\text{Zn}$  is gemeet deur van die bogenoemde spektrum gebruik te maak. Die resonansopbrengs was baie klein. (Kyk na afdeling 5.4.2.) Dit is hoofsaaklik as gevolg van die relatief klein persentasie natuurlike voorkoms van hierdie isotope. Om aan te toon dat relatief goeie sein-tot-agtergrond verhoudings tog in die direkte bundel verkry kan word, is metings op die 0,865 en 1,075 MeV vlakke in  $^{75}\text{As}$  (100% natuurlike voorkoms), uitgevoer.

##### 5.4.1 Eksperimentele besonderhede

Die opstelling was identies aan die wat in afdeling 3.2-bepsreek is en die metings is saam met die metings van hoofstuk 3 uitgevoer.

Die sinkverstrooier het uit sirkelvormige sinkplaatjies met deursnit 10 cm en totale dikte 0,248 cm bestaan, terwyl die arseenverstrooier in poeier-vorm was en in 'n ronde plat kartonhouer met binnemate van 11 cm deursnit en 1,2 cm dikte verseël was. Meettye was 70 en 20 uur vir die sink- en arseen-verstrooiers onderskeidelik. Die lang meetperiode vir die sink is die gevolg van die klein resonansopbrengs wat vir vlakke in sink verkry word.

#### 5.4.2 Resultate en berekenings

Die resonansopbrengs  $Y_M$  en die statistiese fout in die metings is op die gebruikelike wyse gevind. As voorbeeld van die resultate wat verkry is, word die resultate in geval van die 1,075 MeV vlak in  $^{75}\text{As}$  en die 1,08 MeV vlak in  $^{68}\text{Zn}$  in Fig. 5.5 en 5.6 onderskeidelik gegee. Die beter sein-tot-agtergrond verhouding van die 1,075 MeV vlak in  $^{75}\text{As}$  blyk duidelik uit hierdie twee figure.

Die aantal fotone  $N(E_r)_V$  wat per elektronvolt per sekonde op die resonansverstrooier inval, is verkry uit resultate wat in hoofstuk 3 bespreek is. Alle korreksies, soos in afdeling 3.3 uiteengesit, is aangebring om die waarde van  $Y_0$  te verkry. Die vgl. (3.4) is deur middel van 'n iterasieproses opgelos om 'n waarde vir  $k$  (en dus vir die vlakbreedte  $\Gamma$ ) te lewer. Duidelikhedshalwe word die groter waardes deur  $N(E_r)_V^{(h)}$  en die kleiner waardes deur  $N(E_r)_V^{(1)}$  aangedui (stippellyn in Fig. 3.4). Die resultate van die metings word in Tabel 5.3 gegee. Foute in die leeftye is bereken deur 'n fout van 30%, wat die maksimum fout op enige punt in die bepaling van die waarde van  $N(E_r)_V$  is en die statistiese fout in  $Y_0$  in ag te neem.

# DIE 1,075 MeV VLAK IN <sup>75</sup>As

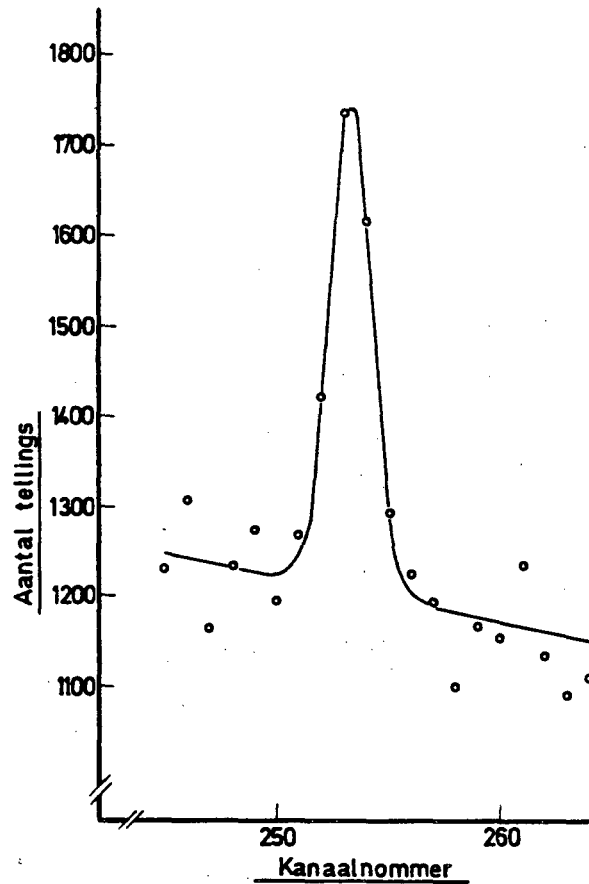


Fig. 5.5 Resonansopbrengs vir die 1,075 MeV vlak in <sup>75</sup>As wat met die direkte <sup>60</sup>Co-bundel verkry is.

# DIE 1,08 MeV VLAK IN <sup>68</sup>Zn

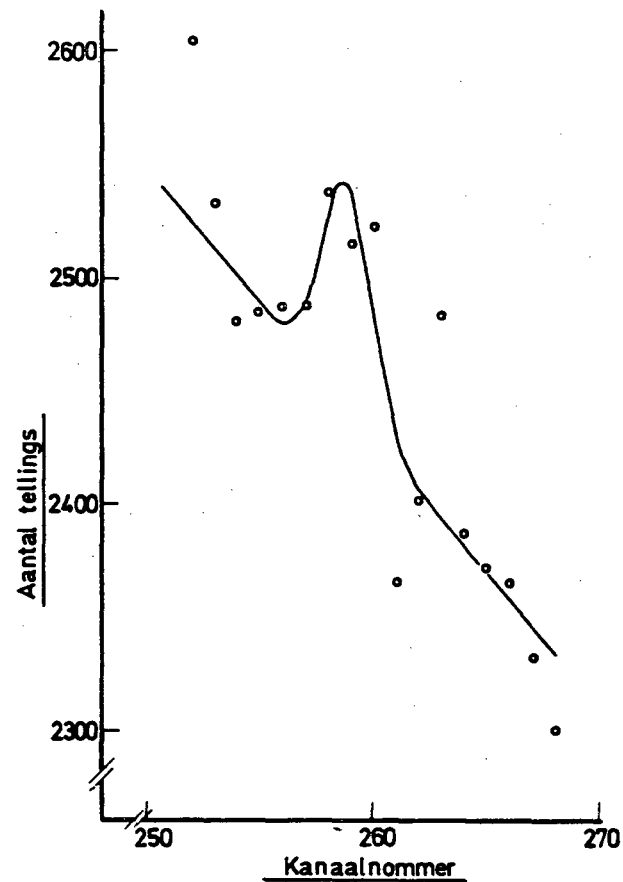


Fig. 5.6 Resonansopbrengs vir die 1,08 MeV vlak in <sup>68</sup>Zn wat met die direkte <sup>60</sup>Co-bundel verkry is.

TABEL 5.3

Resultate vir leeftyd van vlakke wat in die direkte  $^{60}\text{Co}$ -bundel opgewek is

Nuklid	Energie van die Toestand (MeV)	Spins		Leef tyd ( $\tau$ ) ( $\times 10^{-12}$ s)	
		$J_0$	$J_1$	Huidige-werk	Ander werkers
$^{64}\text{Zn}$	0,99	0	2	$1,7 \pm 0,7$ (a) $2,9 \pm 1,2$ (b)	Kyk na Tabel 5.4
$^{66}\text{Zn}$	1,04	0	2	$1,8 \pm 0,8$ (a) $3,0 \pm 1,3$ (b)	Kyk na Tabel 5.4
$^{68}\text{Zn}$	1,08	0	2	$1,8 \pm 1,6$ (a) $2,9 \pm 2,5$ (b)	Kyk na Tabel 5.4
$^{75}\text{As}$	0,865	3/2	$5/2^{(1)}$	$1,2 \pm 0,3$ (a) $1,8 \pm 0,4$ (b)	$0,52 \pm 0,26^{(1)}$
$^{75}\text{As}$	1,075	3/2	$1/2^{(1)}$	$0,24 \pm 0,03$ (a) $0,39 \pm 0,06$ (b)	$0,26 \pm 0,16^{(1)}$

(a) : Resultaat met  $N(E_r)_v^{(1)}$

(b) : Resultaat met  $N(E_r)_v^{(h)}$

(1) : CE 71

Die betroubaarheid van die resultate wat met behulp van hierdie metode verkry word hang af van die akkuraatheid waarmee die leeftye, spins en hoekverdelings van die vlakke wat gebruik is om die spektrumvorm te bepaal, bekend is. Vlakke wat 'n klein resonansfluoresensie-opbrengs lewer (byvoorbeeld die vlakke in Zn), is moeilik meetbaar vanweë die intense agtergrond, veral by lae energiewaardes. (Kyk na afd. 3.5.) Die gebruik van dikker verstrooiers om die opbrengs te verbeter, is nie prakties nie, aangesien die agtergrond verhoog word vanweë ongewenste verstrooiingsprosesse in die resonansverstrooier.

## 5.5 VERGELYKING VAN VERSKILLENDE METODES EN BESPREKING VAN RESULTATE

Van die drie metodes vir die bepaling van leeftye in kernenergietoestande wat in die vorige paragrawe bespreek is, lewer die metode wat gebruik maak van die kontinue energie-gedegradeerde spektrum van 'n  $^{60}\text{Co}$ -bron die meeste probleme. Die grootste nadeel van die metode is die hoë agtergrond (word in afd. 3.5 bespreek) waarop die resonanspieke gesuperponeer is. Die leeftye, spins en hoekverdelings van die vlakke wat gebruik word om die spektrumvorm te bepaal, moet goed bekend wees, asook die doeltreffendheid van die gamma-spektrometer vir die energiegebied onder beskouing. Compton-verstrooiing in die resonansverstrooier (kyk na afd. 3.3.1) moet ook in ag geneem word en kan lei tot verdere onsekerhede in die resultate van leeftydbepalings. Dit is duidelik dat hierdie metode nie eenvoudige moontlikhede bied vir leeftydbepalings nie.

Die selfabsorpsiemetode daarenteen, vereis nie kennis van die invallende spektrum, hoekverdelings of detektor-doeltreffendhede nie. Die spins van die toestand moet egter bekend wees. Agtergrondprobleme is in hierdie geval aansienlik minder as by metings wat in die direkte  $^{60}\text{Co}$ -bundel uitgevoer word. (Vergelyk byvoorbeeld Fig. 5.2 met Fig. 5.6.) Hierdie metode het egter die nadeel dat akkurate resultate slegs verkry kan word indien die energievlakke groot selfabsorpsie lewer. Slegs in sodanige gevalle sal die aanpassing van die absorbeerdere ten opsigte van elektroniese verswakking nie tot groot onsekerhede in die resultate lei nie.

Die bepaling van die invallende spektrum deur middel van die waarneming van elastiese verstrooiing om leeftye te meet het voordele bo bogenoemde twee metodes. 'n Redelike sein-tot-agtergrondverhouding word vir die resonanspieke verkry. Daar ontstaan ook nie intensiteitsverliese vanweë die invoeging van 'n absorbeerder in die fotobundel nie. Die hoekverdelingdistribusie van die vlak onder beskouing moet egter bekend wees, maar dit is relatief eenvoudig om te bepaal. Een van die nadele van hierdie metode is die onsekerheid wat bestaan in die waardes vir die intensiteit van die invallende spektrum wat as elasties-verstrooide fotone vanaf lood waargeneem word. Dit is die gevolg van die onsekerheid in die differensiële deursnit vir elastiese verstrooiing by verskillende energieë en verstrooiingshoeke, asook die vorm van die elasties-verstrooide spektrum en die agtergrondkontinuum.

Hierdie probleme is egter nie onoorkomelik nie en vanweë sy relatiewe eenvoud, bied hierdie metode groot moontlikhede vir die bepaling van leeftye in kernenergietoestande.



Vir doeleindes van vergelyking, word die resultate wat met drie metodes vir sink behaal is, tesame met resultate van ander navorsers in Tabel 5.4 aange-  
toon. Die waardes wat met die drie metodes verkry is stem goed ooreen binne  
statistiese foute, alhoewel die foute in sommige gevalle verkieslik kleiner  
behoort te wees.

Die waardes vir leeftye wat met behulp van metode 3 (afd. 5.4) vir die  
twee moontlike waardes van die invallende spektrum ( $N(E_r)_V^{(l)}$  en  $N(E_r)_V^{(h)}$ )  
verkry is, oorvleuel binne die statistiese foute. Die kleiner leeftydwaardes  
wat ooreenkom met 'n kleiner waarde vir die invallende spektrum ( $N(E_r)_V^{(l)}$ ),  
stem egter beter ooreen met waardes wat met behulp van die ander metodes, asook  
deur meeste van die navorsers wat in die verwysingslys verskyn, verkry is.

Uit die resultate van Tabel 5.4 blyk duidelik dat onsekerhede nog in  
leeftye van kernenergietoestande bestaan. Vir toepassings soos byvoorbeeld  
die bepaling van die energie-gedegradeerde kontinue spektrum van 'n  
 $^{60}\text{Co}$ -bron wat in hoofstuk 3 beskryf is, moet leeftye akkuraat bekend wees, ten  
einde die spektrumvorm met die beste noukeurigheid te kan bepaal.

TABEL 5.4

Opsomming van die resultate wat met verskillende metodes vir die bepaling van leeftyd in sinkisotope, verkry is.

Nuklid	Energie van die Toestand (Mev)	Leef tyd ( $\tau$ ) ( $\times 10^{-12}$ s)			
		Metode 1 <sup>x</sup>	Metode 2 <sup>x</sup>	Metode 3 <sup>x</sup>	Ander Werkers
<sup>64</sup> Zn	0,99	1,9 $\pm$ 1,2	2,0 $\pm$ 0,3	1,7 $\pm$ 0,7 <sup>(a)</sup>	1,0 $\pm$ 0,3 (1)
				2,9 $\pm$ 1,2 <sup>(b)</sup>	1,8 $\pm$ 0,9 (2)
					2,6 $\pm$ 0,4 (3)
					1,7 (4)
					2,3 (5)
<sup>66</sup> Zn	1,04	-	2,3 $\pm$ 1,0		3,11 $\pm$ 0,22 <sup>(6)</sup>
				1,8 $\pm$ 0,8 <sup>(a)</sup>	1,9 (3)
				3,0 $\pm$ 1,3 <sup>(b)</sup>	0,8 $\pm$ 0,6 (2)
					0,9 $\pm$ 0,4 (1)
					2,0 $\pm$ 0,6 (7)
<sup>68</sup> Zn	1,08	-	1,0 $\pm$ 0,3	1,8 $\pm$ 1,6 <sup>(a)</sup>	1,6 (4)
				2,9 $\pm$ 2,5 <sup>(b)</sup>	

x Metodes 1, 2 en 3 verwys na afdelings 5.2, 5.3 en 5.4 onderskeidelik

(a) : Resultaat met  $N(E_r)_v^{(1)}$

(b) : Resultaat met  $N(E_r)_v^{(h)}$

(1) : VI 69

(2) : KO 68

(3) : NU 66

(4) : ST 62a

(5) : AL 59

(6) : IM 71

(7) : BE 67

BYLAAG 1

Afleiding van die uitdrukking 1.11 vir die aantal resonansverstrooide kwanta wat vanaf 'n eindige dik en plat verstrooier verstrooi word.

Volgens vgl. 1.10 word die aantal fotone wat vanaf 'n element  $dx$  (kyk na afdeling 1.3.2) verstrooi word gegee deur:

$$\begin{aligned} S(x)dx &= n \, dx \, \sec\theta \int_{-\infty}^{+\infty} N(E) \exp \{-(n\sigma_V + \mu_1)x \sec\theta\} \sigma_V dE \\ &= 2n \, dx \, \sec\theta \int_0^{\infty} N(E) \exp \{-(n\sigma_V + \mu_1)x \sec\theta\} \sigma_V dE. \end{aligned} \quad (1)$$

Die term  $\exp(-n\sigma_V x \sec\theta)$  kan in 'n reeks ontwikkel word, d.w.s.

$$\exp(-n\sigma_V x \sec\theta) = 1 - n\sigma_V x \sec\theta + \frac{(n\sigma_V x \sec\theta)^2}{2} + \dots$$

Laat  $k = \frac{n \, g \, \lambda^2 \, \Gamma}{4 \, \Delta \, \sqrt{\pi}}$ , dan is vanaf vgl. 1.8,

$$n\sigma_V = k \exp \left[ - \left( \frac{E - E_r}{\Delta} \right)^2 \right].$$

Dus is

$$\begin{aligned} \exp(-n\sigma_V x \sec\theta) &= 1 + \sum_{m=1}^{\infty} \frac{(-kx \sec\theta)^m}{m!} \exp \left[ -m \left( \frac{E - E_r}{\Delta} \right)^2 \right] \\ &= \sum_{m=0}^{\infty} \frac{(-kx \sec\theta)^m}{m!} \exp \left[ -m \left( \frac{E - E_r}{\Delta} \right)^2 \right]. \end{aligned}$$

Indien aangeneem word dat  $N(E)$  konstant is oor 'n smal energiegebied om die resonansenergie  $E_r$ , en dat dit die waarde  $N(E_r)$  oor hierdie gebied het, asook dat  $\mu_1$  baie min oor hierdie gebied verander, dan is:

$$S(x)dx = 2dx \sec\theta N(E_r)k \exp(-\mu_1 x \sec\theta) \cdot$$

$$\sum_{m=0}^{\infty} \left[ \frac{(-kx \sec\theta)^m}{m!} \int_0^{\infty} \exp \left\{ -\frac{E-E_r}{\Delta} \right\}^2 dE \right] \cdot \quad (2)$$

$$\text{Aangesien } \int_0^{\infty} \exp \left\{ -\frac{E-E_r}{\Delta} \right\}^2 dE = \frac{1}{2} \left( \frac{\pi}{m+1} \right)^{\frac{1}{2}} \Delta, \quad (\text{AY 50})$$

kan vgl. (2) geskryf word as

$$S(x)dx = dx \sec\theta N(E_r) k\Delta \sqrt{\pi} \exp(-\mu_1 x \sec\theta) \sum_{m=0}^{\infty} \frac{(-kx \sec\theta)^m}{m! (m+1)^{\frac{1}{2}}}. \quad (3)$$

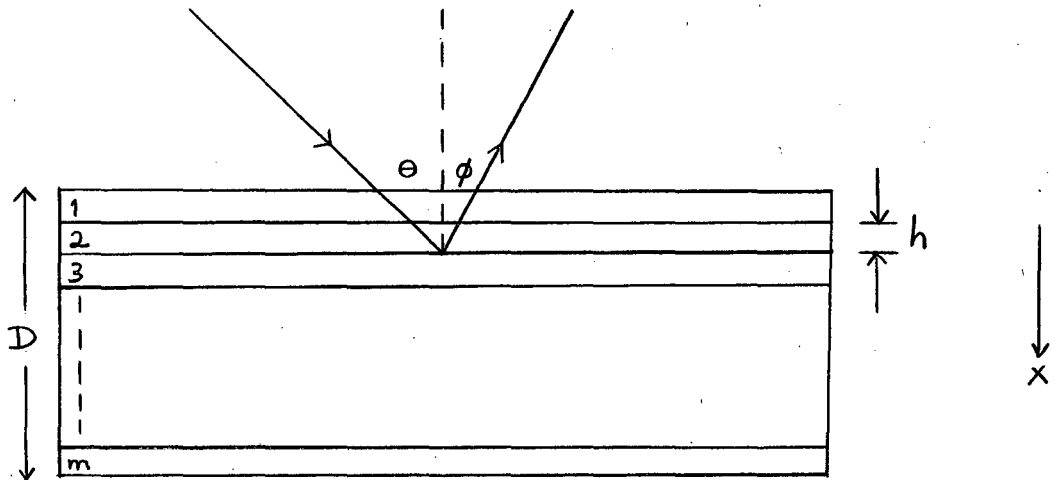
Attenuasie van die verstrooide uitgaande straling word in ag geneem deur 'n bykomstige faktor  $\exp(-\mu_2 x \sec\theta)$  by vgl. 3 te voeg. Indien oor die hele dikte  $D$  van die verstrooier gesommeer word, word die uitdrukking vir die aantal resonansverstrooide kwanta gegee deur:

$$Y = N(E_r)k\Delta \sqrt{\pi} \sec\theta \int_0^D \sum_{m=0}^{\infty} \frac{(-kx \sec\theta)^m}{m! (m+1)^{\frac{1}{2}}} \exp \{-(\mu_1 \sec\theta + \mu_2 \sec\phi)x\} dx.$$

BYLAAG 2

Die resonansverstrooide opbrengs vanaf 'n verstrooier as gevolg van Compton-verstrooiing wat in die verstrooier self plaasvind.

Beskou 'n verstrooier met dikte  $D$ , oppervlakte  $A$  en  $n$  elektrone per  $\text{cm}^3$ . Laat die totale aantal fotone met energie  $E_0$  wat per tydeenheid op die verstrooier inval  $R_0$  wees. Die verstrooier word opgedeel in  $m$  ewedik skyfies met dikte  $h = D/m$  soos in die onderstaande figuur aangetoon word.



Die aantal fotone  $R(E_r)_1$  met energie  $E_r$  wat per energie-eenheid as gevolg van Compton-verstrooiing in die eerste skyfie gevorm word, word gegee deur

$$R(E_r)_1 = R_0 \frac{d\sigma}{dE} n \int_0^h \exp(-\mu x \sec\theta) dx \sec\theta, \quad (1)$$

waar  $\mu$  die lineêre attenuasiekoëffisiënt vir die invallende straling met energie  $E_0$  is en  $\frac{d\sigma}{dE}$  die differensiële Compton-deursnit in  $\text{cm}^2/\text{eV-elektron}$  is wat gegee word deur

$$\begin{aligned}\frac{d\sigma}{dE} &= \frac{d\sigma}{d\beta} \cdot \frac{d\beta}{dE} \\ &= 2\pi \sin \beta \frac{d\sigma}{d\Omega} \frac{d\beta}{dE}\end{aligned}\quad (2)$$

Die hoek  $\beta$  in hierdie uitdrukkings verwys na die Compton-verstrooiingshoek waardeur die gammastraling verstrooi moet word vir 'n energievermindering vanaf  $E_0$  na  $E_r$  en word verkry uit die Compton-formule:

$$\frac{1}{E_r} = \frac{1}{E_0} + \frac{1 - \cos \beta}{m_0 c^2} \quad (3)$$

Die differensiële deursnit  $\frac{d\sigma}{d\Omega}$  vir 'n bepaalde invallende energie  $E_0$  en verstrooiingshoek  $\beta$  word verkry uit krommes deur Nelms (NE 53). Differensiasie van vgl. (3) gee die verandering van eenheidshoek per energie-eenheid:

$$\frac{d\beta}{dE} = \frac{\{m_0 c^2 + E_0 (1 - \cos \beta)\}^2}{m_0 c^2 E_0^2 \sin \beta} \quad (4)$$

Volgens vgl. (1.11) word die aantal resonansverstrooide kwanta  $C_1$  wat as gevolg van die invallende  $R(E_r)_1$  gevorm word, gegee deur

$$C_1 = R(E_r)_1 k \Delta \sqrt{\pi} \int_0^{(m-1)h} f dx \exp(-\mu_2 h \sec \phi),$$

$$\text{waar } f = \sum_{m=0}^{\infty} \frac{(-kx \sec\theta)^m}{m! (m+1)^{\frac{1}{2}}} \exp \{-(\mu_1 \sec\theta + \mu_2 \sec\phi)x\}.$$

Die faktor  $\exp(-\mu_2 h \sec\phi)$  maak voorsiening vir attenuasie van die uitgaande resonansverstrooide straling deur die eerste skyfie.

Op soortgelyke wyse volg vir die tweede skyfie dat

$$R(E_r)_2 = R(E_r)_1 \exp(-\mu h \sec\theta).$$

Dus is

$$\begin{aligned} C_2 &= R(E_r)_2 k \Delta \sqrt{\pi} \exp(-2h\mu_2 \sec\phi) \int_0^{(m-2)h} f \, dx \\ &= R(E_r)_1 \exp(-\mu h \sec\theta) k \Delta \sqrt{\pi} \exp(-2h\mu_2 \sec\phi) \int_0^{(m-2)h} f \, dx. \end{aligned}$$

Vir die  $(m-1)$ -te skyfie is

$$C_{m-1} = R(E_r)_1 \exp\{-(m-2)h\mu \sec\theta\} k \Delta \sqrt{\pi} \exp\{-(m-1)h\mu_2 \sec\phi\} \int_0^h f \, dx.$$

Die som van al die bydraes van die  $(m-1)$  skyfies  $\gamma_c^1$ , word gegee deur

$$\gamma_c^1 = \sum_{i=1}^{m-1} C_i.$$

Deur laasgenoemde uitdrukking met  $\frac{\exp(-h\mu \sec\theta)}{\exp(-h\mu \sec\theta)} = 1$  te vermenigvuldig, word gevind dat

$$Y_C^1 = \exp(h\mu \sec\theta) R(E_r)_1 k\Delta \sqrt{\pi} \left[ \exp\{-h(\mu \sec\theta + \mu_2 \sec\phi)\} \int_0^{(m-1)h} f \, dx + \right. \\ \left. \exp\{-2h(\mu \sec\theta + \mu_2 \sec\phi)\} \int_0^{(m-2)h} f \, dx + \dots \dots \dots \right. \\ \left. \dots \dots \dots + \exp\{-(m-1)h(\mu \sec\theta + \mu_2 \sec\phi)\} \int_0^h f \, dx \right]$$

$$Y_C^1 = R(E_r)_1 \exp(h\mu \sec\theta) k\Delta \sqrt{\pi} \sum_{\alpha=1}^{m-1} \left[ \exp\{-\alpha h(\mu \sec\theta + \mu_2 \sec\phi)\} \int_0^{(m-\alpha)h} f \, dx \right]. \quad (5)$$

Indien die intensiteit van die stralingsbron  $S$  fotone/s is en die afstand tussen die bron en verstrooier is  $r$  cm, dan word  $R_0$  gegee deur

$$R_0 = \frac{S A \cos\theta}{4 \pi r^2}$$

$$\text{Aangesien } \int_0^h \exp(-\mu x \sec\theta) \, dx = \frac{1 - \exp(-\mu h \sec\theta)}{\mu \sec\theta},$$

kan vgl. (1) geskryf word as:

$$R(E_r)_1 = \frac{S A \cos\theta}{4 \pi r^2} \frac{d\sigma}{dE} n \left\{ \frac{1 - \exp(-\mu h \sec\theta)}{\mu} \right\}. \quad (6)$$

Deur gebruik te maak van vergelykings (5) en (6), word die volgende uitdrukking vir die aantal resonansverstrooide kwanta  $Y_C^1$ , vir 'n bepaalde



invallende fotonbundel met energie  $E$  verkry wat as gevolg van Compton-verstrooiing in die verstrooier self ontstaan:

$$Y_c^1 = \frac{S A \cos \theta}{4 \pi r^2} \frac{d\sigma}{dE} n k \Delta \sqrt{\pi} \left\{ \frac{\exp (\mu h \sec \theta) - 1}{\mu} \right\}.$$

$$\sum_{\alpha=1}^{m-1} \left[ \exp \{-\alpha h (\mu \sec \theta + \mu_2 \sec \phi)\} \int_0^{(m-\alpha)h} f dx \right]. \quad (7)$$

### Opmerkings:

(i) Vergelyking (7) is onderhewig aan Compton-verstrooiing in die voorwaartse rigting en is slegs 'n benaderde uitdrukking.

(ii) Vir die vereenvoudiging van berekeningswerk, kan die integraal in vergelyking (7) benader word deur die benaderingsformule van Ofer en Schwarzschild (OF 59), wat soos volg daaruit sien:

$$\int_0^t f dx = \frac{1 - \exp \{-(\delta k + \mu_1 \sec \theta + \mu_2 \sec \phi)t\}}{\delta k + \mu_1 \sec \theta + \mu_2 \sec \phi},$$

waar  $\delta = 0,66$  en die benadering binne 3% is indien  $0 < kt \sec \theta \leq 1,6$ .

### Numeriese resultate

Die totale aantal fotone  $Y_c$  wat as gevolg van Compton-verstrooiing in die resonansverstrooier, in energie verminder word tot die resonansenergie  $E_r$ ,

bestaan vir  $E_\gamma$ -waardes kleiner as 1,17 MeV uit:

- (i) gedegradeerde fotone  $Y_{c1}^1$  van die 1,33 MeV straling,
- (ii) gedegradeerde fotone  $Y_{c2}^1$  van die 1,17 MeV straling en
- (iii) gedegradeerde fotone  $Y_{c3}^1$  van elk van die energiewaardes groter as  $E_\gamma$  wat in die kontinuüm van die bronspektrum teenwoordig is.

Dus is

$$Y_c = Y_{c1}^1 + Y_{c2}^1 + Y_{c3}^1 .$$

Berekende numeriese waardes vir die verskillende nukliedes wat gebruik is, word in Tabel A aangetoon.

TABEL A

Waardes vir die bydrae van Compton-verstrooiing tot die aantal resonante kwanta wat in die resonansverstrooier ontstaan ( $Y_T$  is die totale aantal resonansverstrooide kwanta in die verstrooier).

Nuklied	Energie van die toestand (MeV)	Fotone a.g.v. Compton-verstrooiing (fotone/s)				$Y_T$ (fotone/s)	$\frac{Y_C}{Y_T} \times 100$
		$Y_{c1}^1$	$Y_{c2}^1$	$Y_{c3}^1$	$Y_C$		
${}^7\text{Li}$	0,478	748	804	1443	2995	34 767	8,6
${}^{63}\text{Cu}$	0,669	210	237	260	707	4 324	16,4
${}^{45}\text{Sc}$	0,718	129	147	150	426	2 839	15,0
${}^{65}\text{Cu}$	0,770	94	137	114	345	3 992	8,6
${}^{63}\text{Cu}$	0,962	93	118	51	262	3 708	7,1
${}^{27}\text{Al}$	1,013	18	22	8	48	630	7,6
${}^{65}\text{Cu}$	1,115	103	129	27	259	3 108	8,3
${}^{59}\text{Co}$	1,189	753	-	107	860	6 808	12,6
${}^{35}\text{Cl}$	1,220	187	-	-	187	579	32,3
${}^{31}\text{P}$	1,265	29	-	-	29	566	5,1

## S U M M A R Y

The major part of the thesis is devoted to a study of the energy spectrum of a 5000 Ci  $^{60}\text{Co}$  source of finite dimensions. Measurements of the exposure dose distribution at various distances from the source have also been performed. The determination of mean lifetimes of nuclear states utilizing nuclear resonance fluorescence techniques and the  $^{60}\text{Co}$  source, is also included. This parameter is an important one in the calculation of the shape and intensity of the emitted  $^{60}\text{Co}$  spectrum.

In chapter 1 a general discussion and motivation for the project is followed by a brief introduction to ionization chamber dosimetry, nuclear resonance fluorescence and elastic scattering of gamma radiation from atoms.

The dose distribution, as measured with a Baldwin Farmer dosimeter in roentgen units, is discussed in chapter 2. The irradiation enclosure, the source (which is encapsulated in stainless steel) and the measurements are described. Measurements of the dose distribution were performed (i) on and above a flat circular table with the source on the axis of the table at different heights above the table surface and (ii) in the space surrounding the source, hoisted to its maximum height, with an empty irradiation chamber. Regression coefficients for the linear relationships ( $\log D$  as a function of  $\log r$ ) obtained from the measurements are given for various source-dosimeter configurations.

Standard measurements of the exposure dose at a horizontal distance,

60 cm from the source in its highest position, gives a value of approximately 12% less than the value specified by the manufacturers. This is mainly due to the attenuation caused by the stainless steel capsule surrounding the source. Finally an illustration of a practical application of the dose distribution measurements is given.

An unique method for the determination of the continuum of energy-degraded photons emitted by the source, is discussed in chapter 3. This continuum is mainly due to Compton scattering in the source itself and the capsule surrounding it. The nuclear resonance fluorescence effect is used to measure the intensity and shape of the spectrum for the energy region 0,478 to 1,265 MeV. Resonant scatterers containing the nuclides  $^7\text{Li}$ ,  $^{63}\text{Cu}$ ,  $^{65}\text{Cu}$ ,  $^{27}\text{Al}$ ,  $^{45}\text{Sc}$ ,  $^{59}\text{Co}$ ,  $^{35}\text{Cl}$  and  $^{31}\text{P}$  were used and the resonantly scattered radiation was detected by a  $20\text{ cm}^3\text{ Ge(Li)}$  detector. The experimental set up, procedure followed and calculations are discussed in detail. The results are summarized in Table 3.2 and Figure 3.4. An average value of  $10^8$  photons per electronvolt per second is obtained for the energy region 0,478 to 1,265 MeV. (Approximately 40% of the total curie-content.)

In chapter 4 the determination of the intensity of the primary 1,17 and 1,33 MeV photons emitted by the source, is discussed. Elastic scattering (mainly Rayleigh and Thomson) from copper, arsenic, cobalt, zinc, phosphorous, aluminium and hexachloro-ethane were observed to provide average values of

(a)  $(0,94 \pm 0,13) \times 10^{14}$  photons of energy 1,17 MeV per second and

(b)  $(1,01 \pm 0,12) \times 10^{14}$  photons of energy 1,33 MeV per second.

This amounts to 62% of the total curie-content.

The relevant formulae as well as the calculation of differential cross sections for elastic scattering for low  $Z$  ( $Z \leq 33$ ) atoms are also discussed.

The results obtained are compared with those of chapters 2 and 3.

Three methods for the determination of mean lifetimes  $\tau$  of nuclear energy levels are discussed in chapter 5. The methods, which involve the observation of nuclear resonance fluorescence are the following:

(1) The selfabsorption technique, where the incident spectrum  $N(E_\gamma)$ , detection efficiency and angular distribution of the scattered radiation need not to be known.

(2) Determination of the incident spectrum making use of elastic scattering from lead (the angular distribution must be known, but not the detection efficiency).

(3) Observation of nuclear resonance fluorescence in the direct beam from the source, making use of the determined shape of the energy spectrum of the radiation from the source. (This method relies on accurate knowledge of the detection efficiency of the spectrometer and angular distributions as well as lifetimes and spins of the levels used to determine the continuum.)

The second and third methods are new in the sense that  $N(E_\gamma)$  is obtained in a unique manner. The results are summarized in the following table: (Due

to two possible ( $N(E_r)_V^{(h)}$  and  $N(E_r)_V^{(l)}$ ) for the continuum of the third method, 2 values are given for  $\tau$  for each energy level.)

Method	Nuclide	Energy (MeV)	$\tau$ ( $\times 10^{-12}$ s)
(1)	$^{64}\text{Zn}$	0,99	$1,9 \pm 1,2$
(2)	$^{64}\text{Zn}$	0,99	$2,0 \pm 0,3$
	$^{66}\text{Zn}$	1,04	$2,3 \pm 1,0$
	$^{68}\text{Zn}$	1,08	$1,0 \pm 0,3$
(3)	$^{64}\text{Zn}$	0,99	$1,7 \pm 0,7$ (a)
			$2,9 \pm 1,2$ (b)
	$^{66}\text{Zn}$	1,04	$1,8 \pm 0,8$ (a)
			$3,0 \pm 1,3$ (b)
	$^{68}\text{Zn}$	1,08	$1,8 \pm 1,6$ (a)
			$2,9 \pm 2,5$ (b)
	$^{75}\text{As}$	0,865	$1,2 \pm 0,3$ (a)
			$1,8 \pm 0,4$ (b)
		1,075	$0,24 \pm 0,03$ (a)
			$0,39 \pm 0,06$ (b)

(a) :  $N(E_r)_V^{(l)}$

(b) :  $N(E_r)_V^{(h)}$

An assessment of the three methods is also given.

## VERWYSINGS

- AC 70 Certificate of measurement, Atomic Energy of Canada Limited,  
Ottawa, Canada (1970) - 5000 Ci  $^{60}\text{Co}$ -bron.
- AL 59 D.G. Alkhazov et al., vertaling : Bull. Acad. Sci. U.S.S.R. Phys.  
Ser. 23 (1959) 215
- AY 50 Frank Ayres (Jnr.). Theory and problems of: Differential and  
integral calculus. Schaums outline series. (Schaum Publishing  
Co., New York)
- BA 59 G.P. Barnard et al., Phys. Med. Biol. 3 (1959) 366
- BA 63 D.E. Barnes en D. Taylor. Radiation Hazards and Protection.  
(George Newnes Limited, London, 1963)
- BA 70 G. Basavaraju en P.P. Kane, Nucl. Phys. A149 (1970) 49
- BE 37 H.A. Bethe en G. Placzek, Phys. Rev. 51 (1937) 450
- BE 58 A.M. Bernstein en A.K. Mann, Phys. Rev. 110 (1958) 805
- BE 67 R.B. Begzhanov en A.A. Islamov, Sov. J. of Nucl. Phys. 5 (1967) 339
- BF 55 F.T. Farmer, Brit. J. Radiol. Vol. XXVIII, No. 330 (1955) 304
- BI 36 W. Binks, Repts. Progr. in Phys. 3 (1936) 347
- BR 12 W.H. Bragg. Studies in Radioactivity. (Macmillan and Co.,  
Ltd. London, 1912)
- BR 52 G.E. Brown en J.B. Woodward, Proc. Phys. Soc. (London) A65 (1952) 977
- BR 54 G.E. Brown et al., Proc. Roy. Soc. (London) A227 (1954) 51 en 59



- BR 55 G.E. Brown en D.F. Mayers, Proc. Roy. Soc. (London) A234 (1955) 387
- BR 57 G.E. Brown en D.F. Mayers, Proc. Roy. Soc. (London) A242 (1957) 89
- BU 70 J. Buitendag, M.Sc. verhandeling, Univ. Stell. (1970)
- BU 71 J. Buitendag, Persoonlike mededeling, Univ. Stell. (1971)
- CE 71 P.J. Celliers, Ph.D. Tesis, Univ. Stell. (1971)
- CO 54 A.M. Cormack, Phys. Rev. 96 (1954) 716
- CO 58 D.V. Cormack en H.E. Johns, Brit. J. Radiol. 31 (1958) 497
- CO 70 A.L. Conner et al., Phys. Rev. A3 (1970) 539
- DA 65 C.M. Davisson. Alpha-, Beta- and Gamma-ray Spectroscopy.  
Redakteur: K. Siegbahn (North Holland, 1965) b. 37 en 827
- DE 33 M. Delbrück, Z. Physik 84 (1933) 144
- DE 70 G.P. de Beer, Nucl. Instr. and Meth. 78 (1970) 13
- DI 68 W.R. Dixon en R.S. Storey, Can. J. Phys. 46 (1968) 1153
- EH 64 F. Ehlotzky en G.C. Sheppey, Nuovo Cimento 33 (1964) 1185
- EV 55 R.D. Evans. The Atomic Nucleus. (McGraw-Hill Book Co., Inc.  
New York, 1955)
- FL 68 C.M. Fleck en H.A. Weishaupl, Nucl. Instr. and Meth. 61 (1968) 45
- FR 35 W. Franz, Z. Physik 98 (1935) 314
- GO 57 L. Goldzahl en P. Eberhard, J. Phys, Radium 18 (1957) 33

- GR 36 L.H. Gray, Proc. Roy. Soc. (London) A156 (1936) 578
- GR 44 L.H. Gray, Proc. Cambridge Phil. Soc. 40 (1944) 72
- HA 54 G. Harbottle, Nucleonics 12 (1954) 64
- HA 58 E. Hara et al., J. Phys. Radium 19 (1958) 668
- HA 70 G. Gardie et al., Phys. Rev. C1 (1970) 714
- HA 71 G. Hardie et al., Phys. Rev. C3 (1971) 1287
- HO 51 Handbook of Chemistry and Physics. (Redakteur: Charles D. Hodgman, Chemical Rubber Publishing Co., Cleveland, Ohio, 1951)
- HO 66 J.H. Hough en W.L. Mouton, Nucl. Phys. 76 (1966) 248
- HP 58 R.D. Evans, Handbuch der Physik, (Redakteur: S. Flügge) 34 (1958) 218
- IA 70 IAEA Laboratory, Seibersdorf, Physics Section, Austria (1970)
- IC 54 ICRU, Nucleonics 12 (1) (1954) 11
- IM 71 H. Imada. Nog nie gepubliseer. Texas A. en M. Universiteit
- JA 54 A.H. Jaffey, Rev. Sci. Instr. 25 (1954) 349
- KA 63 Irving Kaplan, Nuclear Physics. (Addison en Wesley, New York, 1963)
- KA 67 P.P. Kane en G. Basavaraju, Rev. Mod. Phys. 39 (1967) 52
- KA 71 J.H.M. Karsten, M.Sc. verhandeling, Univ. Stell. (1971)
- KO 68 J.W. Koen, D.Sc. Tesis, Univ. Stell. (1968)

- LA 39 W.E. Lamb, Phys. Rev. 55 (1939) 190
- LE 52 J.S. Levinger, Phys. Rev. 87 (1952) 656
- LE 63 R.J.A. Levesque et al., Phys. Rev. 132 (1963) 1205
- LE 68 C.M. Lederer et al., Table of Isotopes, (John Wiley and Sons, Inc., New York, 1968)
- MA 64 P.G. Marais et al., S. Afr. J. Agric. Sci. 7 (1964) 837
- MA 65 K.G. Malmfors in Alpha-, Beta- and Gamma-ray spectroscopy Vol. II, (Redakteur: K. Siegbahn, North-Holland Publishing Co., Amsterdam, 1965)
- ME 59 F.R. Metzger, Progress in Nuclear Physics. (Redakteur: O. Frisch, Pergamon Press, 1959)
- ME 60 F.R. Metzger et al., Nucl. Phys. 16 (1960) 568
- ME 61 F.R. Metzger, Conf. E.M. lifetimes and properties of nuclear states (Gatlinburg 1961) 97
- MO 50 P.B. Moon, Proc. Phys. Soc. (London) A63 (1950) 1189
- MO 63 W.L. Mouton et al., Phys. Rev. 129 (1963) 361
- MU 64 V.A.N. Murty et al., Nucl. Phys. 62 (1965) 296
- MU 65 G. Murray et al., Nucl. Phys. 63 (1965) 353
- NE 53 A.T. Nelms, National Bureau of Standards Circular 542, U.S. Government Printing Office, Washington 25, D.C. (1953)
- NU 66 Nuclear Data Sheets (Academic Press, New York, 1966)

- OF 59 S. Ofer en A. Schwarzschild, Phys. Rev. 116 (1959) 725
- RH 60 Radiological Health Handbook, U.S. Dept. of Health, Education and Welfare, Washington 25, D.C. (1960) b. 56 en 139
- RO 60 T. Rothem et al., Bull. Am. Phys. Soc. 5 (1960) 266
- RU 69 N.J.A. Rust et al., Nucl. Instr. and Meth. 67 (1969) 222
- RU 71 N.J.A. Rust, Persoonlike mededeling, Univ. Stell. (1971)
- SC 63 J.W. Scrimger en D.V. Cormack, Brit. J. Radiol. 36 (1963) 514
- SC 69 M. Schumacher, Phys. Rev. 182 (1969) 7
- SI 66 M. Singh et al., Indian J. of Phys. 40 (1966) 367
- SP 56 F.W. Spiers, Radiation Dosimetry. Redakteurs: G.J. Hine en G.L. Brownell. (Academic Press Inc. Publishers, New York, 1956) b. 19
- ST 62 K.G. Standing en J.V. Jovanovich, Can. J. Phys. 40 (1962) 622
- ST 62a P.H. Stelson en F.K. McGowan, Nucl. Phys. 32 (1962) 652
- TA 68 G.K. Tandon en J.A. McIntyre, Nucl. Instr. and Meth. 59 (1968) 181
- VA 66 W.H. van Zyl, M.Sc. verhandeling, Univ. Stell. (1966)
- VA 71 R.J. van Reenen, Persoonlike mededeling, Univ. Stell. (1971)
- VE 69 A. Veres, Studies in Isotope Chemistry (MTA KESZ, Budapest 1969) b. 293
- VI 69 C.J. Visser M.Sc. verhandeling, Univ. Stell. (1969)